

Richard Vieweg zum 60. Geburtstag!

*Ἀλλὰ μὴν τὸ μέτρον γε καὶ
λογισμῶ πιστεῦον βέλτιστον ἂν
εἴη τῆς ψυχῆς. (Plato)*

Wenn ein angesehener Gelehrter sein sechzigstes Lebensjahr vollendet, ist es für seine Freunde, Mitarbeiter und Kollegen eine freudige und schöne Sitte, mit ihm zusammen in den Ablauf seines Tages ein kleines Fest zu bringen, um ihm zu danken und dabei sein Schaffen rückblickend zu würdigen. Es gehört zum Bilde einer harmonischen Persönlichkeit, daß für sie auch einmal der

sinnlichkeit und dem enge Raum gegeben werden darf. So wollen wir uns beim Lesen dieses Heftes um Professor Dr. RICHARD VIEWEG im Geiste vereinen, mit ihm zu seinem 60. Geburtstag alle besten Wünsche darbringen und ihn feiern, dem wir hören, was ein Chronist über sein wissenschaftliches und persönlichen Erleben wahrhaft reiches Leben zu berichten hat.

RICHARD VIEWEG wurde am 25. April 1896 in dem kleinen Erbbirgsort Topfseifersdorf geboren, wo er im Pfarrhaus des Vaters seine Kindheit erlebte. Wir alle wissen um die feine, stille Atmosphäre der kleinen Pfarrhäuser, in denen das Bildungsgut der Antike noch lebendig wirkte und die Grundhaltung der in ihnen wohnenden Menschen formte. So wurde

frühzeitig auch bei RICHARD VIEWEG der Sinn für das Humanistische geweckt, das in starkem Maße das Wesen seiner Persönlichkeit prägte. Nicht wenig dürften hierzu auch die Schuljahre beigetragen haben, die er an einem der berühmtesten Gymnasien, der Fürstenschule in Meißen, verbrachte.

In dieser Schule bestand er 1914 die Reifeprüfung, der sich von 1914 bis 1918 der Kriegsdienst und von 1919 bis 1922 das Studium der Mathematik und Physik an den Technischen Hochschulen in Berlin und Dresden anschloß. Vielleicht sollte man sich wundern, daß sich als Folge einer humanisti-

schen Erziehung, einer ausgesprochenen Begabung für alte und neue Sprachen und auch des Sohns eines Theologen das Studium einer exakten Naturwissenschaft ergab. Nun, ein Kriegserlebnis war nicht ohne Einfluß auf die innerliche Fortentwicklung des jungen Menschen geblieben, doch mehr noch scheint der Sinn für die Naturwissenschaften schon im elterlichen Erbe gelegen zu haben, denn auch der ältere Bruder Viktor hatte ein reales Studienfach, das der Elektrotechnik gewählt.

Das Studium wurde 1923 in Dresden mit der Dr.-Arbeit „Über Kontaktpotentialdifferenzen zwischen im Vakuum geglühten Metallen“ abgeschlossen; der Promotion folgte der Eintritt als „wissenschaftlicher Hilfsarbeiter“, — ja, so lautete damals der amtliche Dienstgrad —, in das Wechselstromlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Charlottenburg. Aus dem Hilfsarbeiter wurde 1927 ein Regierungsrat und 1934 ein Regierungsrat als Mitglied; in diesen beiden Positionen war RICHARD VIEWEG Vorsteher des Hochspannungslaboratoriums der PTR. 1935 folgte er einem Ruf als o. Pro-

fessor und Direktor des Institutes für Technische Physik der Technischen Hochschule Darmstadt. In den turbulenten Jahren 1946/47 war er Rektor und getreuer Bewahrer der Belange seiner Hochschule.

Am 1. Oktober 1951 nahm er schweren Herzens, aber in der Überzeugung, sich der neuen großen Aufgabe nicht entziehen zu können, Abschied von dem lieb gewonnenen Darmstädter Institut, um als Präsident die Leitung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig zu übernehmen, die an Stelle der nicht mehr existenten PTR mit Anfängen im Jahre 1947 deren Nachfolgerschaft in der Bundesrepublik Deutschland angetreten hatte. Er



kehrte damit nach 16 Jahren in den Kreis zurück, der ihn einst als jungen Physiker aufgenommen hatte, ganz besonders herzlich begrüßt von allen, die damals mit ihm zusammen die „Jungen Leute“ der PTR gewesen waren und die sich in Braunschweig zu neuem Tun wieder hatten sammeln können.

Das wissenschaftlich schriftstellerische Werk RICHARD VIEWEGS ist groß. Es umfaßt etwa 200 eigene und von ihm inaugurierte Arbeiten seiner Darmstädter Schule. Sein persönliches Arbeitsgebiet erstreckt sich von Untersuchungen über Drehzahlmessungen, Schlüpfungsmessungen, Schmiermittelreibung, Ölfilmbildung usw. an Maschinen, über Meßkondensatoren, Aufnahmeverfahren von Spannungskurven, Bestimmung dielektrischer Verluste, Eigenschaften physikalischer Isolierstoffe usw. im Hoch- und Höchstspannungsbereich bis hin zu der Lehre von den Kunststoffen. Mit seiner Tätigkeit in der PTB weiteten sich seine Untersuchungen auf Abhandlungen über das Maß und Messen in der Wissenschaft, über das amtliche Meßwesen und, als Hobby, über Geschichtliches der Meßkunst aus. Das Gebiet der Physik der Kunststoffe ist seine große Liebe, der er treu geblieben ist. Wenn er sich mit dem Wesen der Kunststoffe jetzt auch kaum noch selbst experimentell beschäftigen kann, so weiß er sich bestimmt ihres praktischen Nutzens, wo immer es geht, zu erfreuen. Der Chronist, der häufig in seinem Heim zu Gast ist, kann eigentlich jedes Mal die Auswechselung eines Haushaltsartikels aus bisher üblichem Material durch einen solchen aus natürlich weit „besserem“ Kunststoff verstehend, d. h. sich nicht mehr wundernd, registrieren. Es darf wohl angenommen werden, daß bei diesem Wechsel- und Verbesserungsspiel stets die Zustimmung der Hausfrau eingeholt worden ist.

Zur Forschertätigkeit gesellt sich eine ebenso fruchtbare und umfangreiche Lehr- und Vortragstätigkeit. Pädagogisches Einfühlungsvermögen und Wissen um die geistigen Erwartungen seiner Studenten, mitreißende eloquentia und souveräne Beherrschung mehrerer Sprachen befähigen ihn, Gedanken und Erkenntnisse wirksam werden zu lassen. Gern geäußelter Humor und manchmal auch erfreulicher Sarkasmus würzen die Rede. Er tut es gern, am passenden Platz Verse des göttlichen Homer zu rezitieren oder aus den Schriften Platons vorzutragen, um das Gesagte bestens zu pointieren.

So war RICHARD VIEWEG wohl prädestiniert, den Aufbau der PTB zügig und zäh vorwärts zu treiben. Aus persönlichen Kenntnissen heraus einen über mehrere Jahre sich erstreckenden Aufbauplan wohlüberlegt zu komponieren und zu detaillieren, das hätte vielleicht auch ein anderer gekonnt, diesen Plan aber allen Gewalten zum Trotz auch zu realisieren, das macht R. VIEWEG so leicht nicht gleich ein anderer nach. Von den wohlwollenden Worten über Wissenschaftsförderung bis zur Bereitstellung der finanziellen Mittel führt ein mühsam-dorniger Pfad. Im gegebenen Fall verfertigt er daher unermüdlich Denkschriften kurzer aber präziser Art, hält er Vorträge, versagt er sich keiner Reise zu den den

nervus rerum verwahrenden Instanzen; überredend, beschwörend, mit kluger Verhandlungstaktik, mit der ganzen Leidenschaftlichkeit seines Wesens! Daß ihn bei negativem Ausgang in vertrauter Aussprache mit dem Chronisten dann manchmal ein wortgewaltiger wahrhaft olympischer Zorn gleich einem Helden aus der geliebten griechischen Antike packte, wer sollte es ihm verargen? Und so gelang es ihm doch einigermaßen wie gewünscht: eine Physikalisch-Technische Bundesanstalt entstehen zu lassen, wert der Tradition der ehrwürdigen PTR, im Meßwesen bereit, Forschung und Wirtschaft zu helfen, wo sie nur kann.

Ehrenämter und Mitgliedschaften in reicher Zahl bleiben einem berühmten Gelehrten natürlich nicht aus. Als o. Mitglied der Akademie der Wissenschaften und Literatur zu Mainz, als o. Mitglied der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft, als Vorsitzendem des deutschen Komitees der Internationalen Elektrischen Kommission (IEC), als Vizepräsidentem des Comité International des Poids et Mesures in Paris, als Mitglied des Senates und Kuratoriums der Deutschen Forschungsgemeinschaft, als Ehrenmitglied des Spanischen Obersten Forschungsrates, als Mitglied des Präsidiums des Deutschen Normenausschusses und noch anderer mehr bieten sich ihm willkommene Möglichkeiten, für die Geltung der deutschen physikalischen Forschung im In- und Ausland unermüdlich zu werben und zu sorgen. Die Erfolge sind nicht ausgeblieben: so sind z. B. für die Bundesanstalt die freundschaftlichsten Bindungen zu den gleichen Staatsinstituten des Auslandes wieder geknüpft. Als einen großen Erfolg bucht R. VIEWEG selbst die Tatsache, daß die X. Generalkonferenz der Meterkonvention in Paris, die nur alle 6 Jahre einmal tagt, trotz aller Zonengrenzen im Jahre 1954 durch eine *gesamtdeutsche* Kommission unter seiner Führung beschiedt werden konnte.

Bei einem so reichen Leben fiel es nicht schwer, diese Würdigung des Werkes und der Arbeit RICHARD VIEWEGS zu schreiben. Es wäre noch weniger schwer, und es würde das Schönste sein, nun von der Art des Jubilars zu sprechen, anderen Freund, Kollege und „Älterer“ zu sein. Doch der Chronist weiß, daß es nicht RICHARD VIEWEGS Wesen ist, über sich selbst allzuviel gesprochen zu wissen; wahrscheinlich ist das bereits Gesagte schon viel zu viel. Darum sei es erlaubt, hier den Bericht abzubrechen und mit unseren Glückwünschen zu schließen.

Wir wünschen, daß der 60. Geburtstag RICHARD VIEWEG ungeteilte Freude beschere und daß das nächste Dezennum ihm beste Gesundheit, nicht-nachlassendes Vergnügen an seiner Arbeit, Glück und Erfolg in Amt und Wissenschaft bereit halte.

Schüler aus dem Darmstädter Kreis und Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt haben sich erlaubt, ihrer dankbaren Verehrung durch eine größere Anzahl von Originalbeiträgen in diesem Hefte Ausdruck zu geben.

Felix qui potuit rerum cognoscere causas! (Vergil)

ADOLF SCHEIBE.

Dynamische Berstdruckprüfung von Hohlkörpern

VON HEINZ VOIGT

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 17. November 1955)

Einführung

Zur Beurteilung von Werkstoffeigenschaften werden verschiedene, größtenteils genormte Prüfmethoden. Besondere Beachtung kommt dabei der Zug-, Druck- und Biegefestigkeit sowie dem Verhalten gegenüber stoßartigen Beanspruchungen (Schlag- und Kerbschlagzähigkeit) zu.

Bekanntlich hängt die Zerreißfestigkeit der meisten Stoffe in mehr oder weniger ausgeprägtem Maß davon ab, wie rasch jeweils ihre Dehnung erfolgt. Aus dem umfangreichen Schrifttum, das sich mit dem Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit auf die Verformung von Metallen befaßt, sei in diesem Zusammenhang lediglich eine Arbeit von ROSEN [1] genannt. Über das Verhalten von Kunststoffen bei dynamischer Beanspruchung liegen ebenfalls zahlreiche Veröffentlichungen vor (z. B. H. MÜLLER [2], SZIGETI [3], JENCKEL [4], van DER KAM [5]). Bei all diesen Untersuchungen kommt es darauf an, in Ergänzung der statischen Werte die dynamische Festigkeit zu diskutieren, d. h. die Zerreißfestigkeit bei hohen Dehnungsgeschwindigkeiten. Für eindimensionale Vorgänge ist die Dehnungsgeschwindigkeit v nach [1] die zeitliche Änderung der Dehnung ε , also $v = d\varepsilon/dt = d(\Delta l/l_0)/dt$, wenn Δl die Längenänderung und l_0 die ursprüngliche Länge bedeuten. Bezieht man Δl auf die jeweilige Länge $l = l_0 + \Delta l$, so ergibt sich die wahre oder spezifische Dehnungsgeschwindigkeit mit der Dimension sek^{-1} :

$$w = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta l}{l_0 + \Delta l} \right) = \frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \frac{1}{(1 + \varepsilon)^2}. \quad (1)$$

Es ist nun von Fall zu Fall abzuschätzen, welche Dehnungsgeschwindigkeiten beim Einsatz eines Werkstoffes, sei es bei der Bearbeitung, sei es in einem Konstruktionsteil, auftreten. So zeigt z. B. nach den Arbeiten von KOCHENDORFER [6] ein Kupferdraht mit 0,48 mm \varnothing einen Zuwachs der Zerreißfestigkeit um rund 40%, wenn die Dehnungsgeschwindigkeit von 3 auf 300 sek^{-1} gesteigert wird.

Sehr oft handelt es sich in der Praxis um mehrschichtige Spannungszustände, so daß man gern außer den üblichen Werkstoffuntersuchungen eine Prüfung des ganzen interessierenden Konstruktionsteiles vornimmt. Dies gilt vor allem für Hohlkörper — Rohre, Gefäße, Gehäuse —, die im Betrieb einem bestimmten Berstdruck ohne zu bersten standhalten müssen. Solche Teile werden nach Möglichkeit vor dem Einsetzen mit Wasser oder Preßluft „abgedrückt“. Bei stoßartigen Abdruckversuchen steigt der Druck im allgemeinen nur langsam an und beansprucht den Hohlkörper quasistatisch. Wenn dieser jedoch bei einer späteren Verwendung vorwiegend mit Druckstößen beaufschlagt wird, so läßt sich an Hand von statischen Abdruckversuchen nur ein ungenaues Bild über das Verhalten des betreffenden Teiles bei Druckstößen gewinnen, die raschen zeitlichen Änderungen unterworfen sind. Aus diesem Grund ist in

vielen Fällen eine dynamische Prüfung mit einem dem praktischen Betrieb entsprechenden Druckverlauf vorteilhaft. Dabei erscheint es zweckmäßig, als Maß für die zeitliche Dehnungsänderung des Hohlkörpers die Volumendehnungsgeschwindigkeit

$$w_v = \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta V}{V_0 + \Delta V} \right) = \frac{d\varepsilon_v}{dt} \cdot \frac{1}{(1 + \varepsilon_v)^2} \quad (2)$$

einzuführen. In Gl. (2) bedeuten ΔV die durch den Druck hervorgerufene Volumenzunahme, V_0 das Volumen beim Überdruck 0 und ε_v die relative Volumendehnung $\Delta V/V_0$.

Über den Anlaß zu dynamischen Abdruckversuchen und deren Durchführung soll im folgenden berichtet werden.

Aufgabenstellung

Dynamische Druckbeanspruchungen treten zum Beispiel in den Löschkammern ölarter Hochspannungs-Leistungsschalter beim Abschalten hoher Kurzschlußströme infolge der Wechselwirkung zwischen stromstarkem Lichtbogen und Ölströmung auf. Der Druckverlauf wird dort im wesentlichen durch die Frequenz des zu unterbrechenden Stromes bestimmt. Infolgedessen erreicht der Druck, wenn die Lichtbogenlöschung beginnt, in einer Viertelperiode (bei einer Netzfrequenz von 50 Hz also in 5 msek) einen Höchstwert und sinkt anschließend wieder auf einen bestimmten Restdruck. In der darauffolgenden Stromhalbwellen wiederholt sich der Vorgang, allerdings wegen der inzwischen größer gewordenen Lichtbogenlänge mit höherer Druckamplitude. Nach dieser Halbwellen ist der Löschvorgang in den meisten Fällen beendet; eine erneute Zündung des Lichtbogens und weitere Druckentwicklung bleiben aus.

Für die Konstruktion und Weiterentwicklung ergibt sich die Aufgabe, die Festigkeit verschiedener Schalterteile gegenüber den geschilderten Druckstößen durch dynamische Abdruckversuche zu ermitteln. Dazu ist es erforderlich, den Druckverlauf im Schalter auf mechanischem Weg nachzubilden. Der Druck muß hierzu in einer kurzen Zeit, und zwar in 5–20 msek, auf einen gewünschten Maximalwert ansteigen und dann in einer entsprechenden Zeit wieder abfallen, mit dem Ziel, beispielsweise Druckspitzen bis etwa 200 kp/cm^2 in Hohlkörpern mit einigen 1000 cm^3 Inhalt zu erreichen.

Erzeugung von Druckstößen

Abb. 1 stellt schematisch eine Anordnung dar, mit der sich auf einfache Weise Druckstöße erzeugen lassen: Der zu prüfende Hohlkörper ist über einen Flansch mit Dichtung an einen Zylinder geschraubt, in dem ein gut eingepaßter Kolben gleiten kann. Im Innern befindet sich Wasser oder Öl, so daß man durch eine Kraft auf den Kolben den Innenraum der Apparatur wie bei einer hydraulischen Presse unter Druck setzen kann. Eine zeitlich veränder-

liche Kraft liefert zum Beispiel ein Fallgewicht, das auf den Kolben stößt. Für die folgenden Betrachtungen seien die Druckflüssigkeit als inkompressibel sowie Kolben und Druckzylinder bei entsprechender Dimensionierung als starr vorausgesetzt. Hingegen erleidet der zu prüfende Hohlkörper unter dem Einfluß des erzeugten Druckstoßes eine endliche Verformung. Solange diese im elastischen Bereich des betreffenden Materials bleibt, wirkt der Kolbenbewegung wie bei einer Feder eine wegproportionale Kraft entgegen. Unter diesen Umständen kann man auf die skizzierte Apparatur zur Ermittlung des Druckverlaufes die Gleichungen anwenden, die für eine auf eine Feder herabfallende Last [7] gelten.

Um die Stoßenergie bestimmen zu können, die zur Erzeugung einer bestimmten Druckspitze erforderlich ist, soll zunächst die elastische Verformung des Prüflings berechnet werden. Dabei genügt es, die hier interessierenden Körper hinsichtlich ihrer gefährdeten Querschnitte als Hohlzylinder zu betrachten. Auf sie lassensich bezüglich der Spannungsverteilung die Gleichungen nach [8] anwenden. Als Tangentialspannung in der Zylinderwand, die von innen nach außen nach einer nicht-linearen Funktion abnimmt, wird für die folgende Überschlagsrechnung das arithmetische Mittel aus den Werten an der Innen- und an der Außenwandeingesetzt. Ferner bleibt der Außendruck, nämlich der Luftdruck, vernachlässigbar gegenüber dem Innendruck von größenordnungsmäßig 100 kp/cm². Damit vereinfachen sich die betreffenden Rechnungen weitgehend. Es mögen h die Zylinderlänge (cm), r den Innenradius (cm), R den Außenradius (cm) und E den Elastizitätsmodul (kp/cm²) bedeuten. Dann erfährt der zylindrische Hohlkörper durch den Druck p (kp/cm²) eine Volumenvergrößerung (cm³)

$$\Delta V = p \cdot \pi r^2 h (3R^2 + r^2)/E (R^2 - r^2). \quad (3)$$

Da der Kolben ein entsprechendes Flüssigkeitsvolumen nachfordern, also bei gegebener Kolbenfläche F einen Weg $\Delta x = \Delta V/F$ zurücklegen muß, besitzt die ganze Anordnung eine „Federsteife“ $c = \text{Kraft/Weg} = pF^2/\Delta V$. Mit Gl. (3) erhält man demnach

$$c = F^2 E (R^2 - r^2)/\pi r^2 h (3R^2 + r^2). \quad (4)$$

Stößt nun eine Masse m , die wesentlich größer als die Kolbenmasse ist, mit der Geschwindigkeit v auf diese „Feder“, so tritt im Augenblick der größten Durchfederung die Maximalkraft $v\sqrt{mc}$ auf. Die entsprechende Druckspitze wird somit

$$p_{\max} = \frac{v}{r} \sqrt{\frac{m E}{\pi h} \cdot \frac{R^2 - r^2}{3R^2 + r^2}} \quad (\text{kp/cm}^2). \quad (5)$$

Blieben Dämpfungseinflüsse unberücksichtigt, so folgt der zeitliche Verlauf des Vorgangs einer sin-Funktion mit der Periodendauer $2\pi\sqrt{m/c}$. Der Schei-

telwert des Druckes wird dann in der Zeit

$$\tau = \frac{\pi}{2} \sqrt{m/c} = \frac{\pi \cdot r}{2F} \sqrt{\frac{m \pi h}{E} \frac{3R^2 + r^2}{R^2 - r^2}} \quad (6)$$

erreicht.

Mit Hilfe der Gleichung (5) läßt sich also aus den Daten des zu prüfenden Hohlzylinders (E , R , r , h) die Geschwindigkeit ermitteln, die dem Fallgewicht mit der Masse m bzw. dem Stoßgewicht $m \cdot g$ erteilt werden muß, damit die gewünschte Druckamplitude entsteht. So benötigt man beispielsweise für einen Hohlzylinder aus Siluminguß ($E = 0,75 \cdot 10^6$ kp/cm²) mit den Abmessungen $r = 10$ cm, $R = 11$ cm, $h = 20$ cm eine Geschwindigkeit von 660 cm/sek, um mit einem Stoßgewicht von 10 kp in dem Prüfkörper eine Druckspitze von 150 kp/cm² zu erzielen. Die für diese Werte nach Gl. (6) berechnete Anstiegszeit beträgt dann rund 7 msek. Hingegen sind bei einem Hohlzylinder aus Polyamid ($E = 8000$ kp/cm²) mit $r = 8$ cm, $R = 11$ cm, $h = 20$ cm Geschwindigkeiten von rund 3000 cm/sek erforderlich, wenn ebenfalls 150 kp/cm² mit einem 10 kp schweren Stoßgewicht erreicht werden sollen. Der einfachste Weg, das Stoßgewicht zu beschleunigen, besteht darin, daß man es eine entsprechende Höhe durchfallen läßt. Sie müßte aber bei dem genannten Polyamid-Hohlzylinder bereits 46 m betragen. Da solche Strecken selten zur Verfügung stehen, ist es zweckmäßig, die Beschleunigung maschinell vorzunehmen. Hierzu eignet sich beispielsweise ein elektromotorischer Antrieb.

Mit Hilfe der geschilderten Überlegungen wurde eine Apparatur zur Erzeugung von Druckstößen gebaut. Wie orientierende Versuche ergaben, konnten bei vorgegebener Geschwindigkeit des Stoßgewichtes nicht die Druckwerte erreicht werden, die sich nach Gl. (5) ergeben. Die Druckspitzen lagen 20 bis 50% tiefer als die errechneten. Dies ist verständlich, da in der Rechnung der Einfluß der Kolbenreibung und die Verluste beim Aufprall des Stoßgewichtes auf den Kolben, ferner Lufteinschlüsse im Druckraum und Verformung der Dichtungen unberücksichtigt blieben. Hier erwies sich der elektromotorische Antrieb als recht vorteilhaft, da er eine ausreichende Leistungsreserve besaß und gestattete, dem Stoßgewicht trotz der geschilderten Einflüsse jeweils genügend kinetische Energie zum Erzeugen der gewünschten Druckspitzen zu erteilen.

Einige Versuchsergebnisse

Um die Wirkungsweise der Apparatur zu veranschaulichen, seien zunächst zwei Oszillogramme herausgegriffen. Sie geben den zeitlichen Druckverlauf wieder, der piezoelektrisch gemessen und über einen Elektrometervverstärker von einem Schleifenszillographen registriert wurde. So zeigt Abb. 2a die dynamische Berstdruckprüfung eines Hohlzylinders ($r = 7,8$ cm, $R = 10,8$ cm, $h = 20$ cm) aus Aethoxylharz mit Glasgewebeeinlage ($E = 2 \cdot 10^6$ kp/cm²). Man erkennt durch Vergleich mit dem eingezeichneten Zeitmaßstab, daß der Druck nach einer nahezu sinusförmigen Funktion innerhalb von 13 msek auf seinen Höchstwert ansteigt und anschließend wieder auf Null absinkt. Die Druckspitze wurde auf Grund einer vorangegangenen Eichung der piezoelektrischen Meßeinrichtung zu

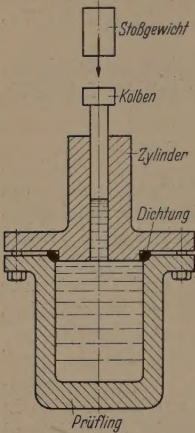


Abb. 1. Erzeugung von Druckstößen.

0 kp/cm² ausgewertet. Das zweite, kleinere Druckmaximum rührt daher, daß das Fallgewicht nochmals auf den Kolben aus geringer Höhe auftraf, nachdem es nach dem ersten Aufprall durch die elastischen Kräfte des Druckraumes zurückgeworfen worden war.

Unter Anwendung der Gleichungen (2) und (3) läßt sich für diesen Versuch eine mittlere Volumendehnungsgeschwindigkeit angeben, d. h. die maximale Volumendehnung bei $p = 150 \text{ kp/cm}^2$ dividiert durch die Zeit, in der der Druck von Null auf seinen Höchstwert ansteigt. Sie beträgt $0,23 \text{ sek}^{-1}$.

Als weiteres Beispiel zeigt Abb. 2b die oszillographische Aufnahme einer dynamischen Druckprüfung an einem Silumingußgehäuse mit den Maßen $r = 10,75 \text{ cm}$, $R = 11,4 \text{ cm}$, $h = 20 \text{ cm}$ und dem Elastizitätsmodul von $0,75 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}^2$. Das Gehäuse ging — wie im Oszillogramm zu erkennen — bei 109 kp/cm^2 zu Bruch. Der Druck stieg in 12 msec

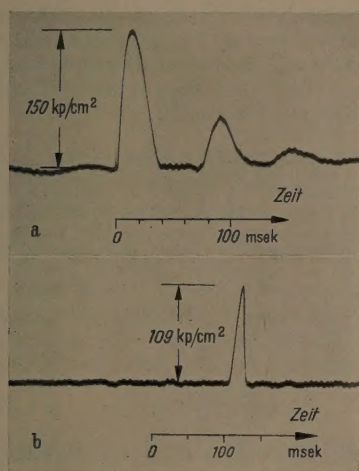


Abb. 2. a) Dynamische Berstdruckprüfung eines Hohlkörpers aus Acethoxylinharz mit Glasgewebe; b) Zerstörung eines Silumingußhauses durch einen Druckstoß.

auf den genannten Wert und fiel dann, da die Preßflüssigkeit aus dem entstandenen Riß entwich, in einer wesentlichen kürzeren Zeit auf Null ab. Bei dem Druckstoß riß das Gehäuse am oberen Ende, wo ein Außengewinde zur Verschraubung mit anderen Teilen sitzt, auf. An der am stärksten beanspruchten Stelle, an der Zylinderwand nämlich, trat keine Beschädigung ein. Dies war auch bei 109 kp/cm^2 noch nicht zu erwarten, da der als Hohlzylinder zu betrachtende Teil des Gehäuses festigkeitsmäßig für einen statischen Berstdruck von mindestens 150 kp/cm^2 ausgelegt war. Stattdessen lieferte der Druckstoßversuch am Fertigteil Aufschluß über eine schwache Stelle im Guß. Die mittlere Volumendehnungsgeschwindigkeit ergab sich bei dem Versuch zu $0,47 \text{ sek}^{-1}$.

Interessant ist es nun, den Unterschied zwischen statischer und dynamischer Berstdruckprüfung quantitativ zu ermitteln. Hierzu müssen jedoch, um zuverlässige Aussagen machen zu können, wegen der besonders bei Gußteilen unvermeidlichen Streuung der Festigkeitseigenschaften jeweils mehrere gleichartige Hohlkörper geprüft werden, und zwar mei-

stens bis zur Zerstörung. Vergleichsversuche in dieser Richtung konnten bisher an entsprechenden Teilen nur in geringem Umfang stattfinden. Eine vorsichtige Beurteilung der Ergebnisse läßt vermuten, daß Hohlkörper der geschilderten Größen bei Volumendehnungsgeschwindigkeiten von $0,1$ bis $0,5 \text{ sek}^{-1}$ einen gegenüber dem statischen Wert um 15 bis 20% höheren Berstdruck aufweisen. Dies bestätigten u. a. dynamische und statische Abdruckversuche an kleinen Probezylindern aus Polyamid ($r = 1,5 \text{ cm}$, $R = 1,6 \text{ cm}$, $h = 5 \text{ cm}$). In den Abb. 3 und 4 sind je drei Prüflinge nach den Versuchen fotografiert. Dabei treten die Unterschiede in den Bruchformen bei dynamischer Beanspruchung (Abb. 3) und statischer (Abb. 4) deutlich hervor:



Abb. 3. Probezylinder aus Polyamid nach dynamischen Berstdruckversuchen.



Abb. 4. Probezylinder aus Polyamid nach statischen Berstdruckversuchen.

Bei der Prüfung mit Volumendehnungsgeschwindigkeiten von $0,02 \text{ sek}^{-1}$ („statischer“ Abdruckversuch) riß die Zylinderwand jeweils in Form eines radial vorgetriebenen Auswuchses mit nahezu kreisförmiger Begrenzung und hatte sich an dieser Stelle stark gedehnt. Auf Grund des nur langsam steigenden Druckes bildete sich der Auswuchs, nachdem er einmal eingeleitet worden war, stetig weiter, ohne auf weitere Bereiche am Zylinderumfang überzugreifen. Hingegen waren die Erscheinungen bei den dynamischen Versuchen (Volumendehnungsgeschwindigkeiten von 30 sek^{-1}) anders geartet: Der Berstriß erfolgte, wie in Abb. 3 zu erkennen, jeweils auf einem größeren Bereich des Umfangs, während die radiale Ausbuchtung geringer als bei den statischen Versuchen war. Die zugehörigen Berstdruckwerte betrugen 108 , 112 und 96 kp/cm^2 . Demgegenüber barsten

die drei Probezylinder gleicher Abmessungen unter statischer Beanspruchung bei 75, 65 und 85 kp/cm². Somit wiesen die dynamisch beanspruchten Prüflinge im Mittel einen rund 30% höheren Berstdruck als die vergleichsweise statisch geprüften Körper auf. Dies deutet darauf hin, daß die Zerreißfestigkeit in dem untersuchten Bereich bei rasch stattfindenden Dehnungen größer ist als bei langsam verlaufenden. Zu der Form der Körper sei noch folgendes bemerkt: Alle Probezylinder besaßen an ihrem oberen Ende einen verstärkten Bund (vgl. Abb. 3, Mitte), an dem sie durch einen Überwurfing mit der Apparatur verschraubt wurden. Nach den betreffenden Versuchen hatten sich die Prüflinge jedoch, wie in den Bildern zu erkennen ist, faßartig bleibend verformt, so daß dann der genannte Bund abgestochen werden mußte, um den Überwurfing wieder entfernen zu können.

Es ist geplant, die geschilderten Versuche im Lauf der Zeit in größerem Umfang fortzusetzen, um auf diese Weise ein genaueres Bild als bisher über das Berstdruckverhalten von Hohlkörpern aus verschiedenen Materialien zu gewinnen.

Zusammenfassung

Druckbeanspruchte Hohlkörper werden in der Technik häufig durch statische Abdruckversuche auf Berstdruck geprüft. In vielen Fällen interessiert jedoch auch das Verhalten solcher Körper bei Beanspruchung mit Druckstößen von kurzer Dauer. Für derartige dynamische Abdruckversuche wurde eine Apparatur entwickelt, bei der der Prüfling hydraulisch mit einem Druckzylinder und Kolben in Verbindung steht. Auf den Kolben trifft mit

entsprechend bemessener kinetischer Energie ein Gewicht und erzeugt in dem aus Zylinder, Armaturen und Prüfling gebildeten Raum Druckstöße. Ziel des Gerätes war, in Hohlkörpern von mehreren Litern Inhalt innerhalb von 5 bis 20 msec Druckspitzer bis etwa 200 kp/cm² zu erreichen. Einige Versuchsergebnisse, u. a. Vergleichsversuche an kleinen Probezylindern aus Polyamid bei statischer und dynamischer Beanspruchung, werden mitgeteilt.

Die Anregung zu der vorliegenden Arbeit geht auf den Leiter der Abteilungen Versuchs- und Prüffeld der VOIGT & HAEFFNER A. G., Frankfurt/Main, Herrn Dipl. Ing. K. AUTENRIETH zurück. Ihm sowie Herrn Dr. F. FREY möchte ich für wertvolle Ratschläge und Hinweise herzlich danken, ebenso der Werksleitung für die Bereitstellung der erforderlichen Mittel.

Nach Abfassung des Manuskripts erfuhr ich bei einem Besuch in Zürich, daß auch in der MASCHINENFABRIK OERLIKON vor geraumer Zeit Druckstoßversuche auf ähnliche Weise, wie oben geschildert, in Angriff genommen wurden. Für die anregende Diskussion zum Thema der dynamischen Druckprüfung möchte ich an dieser Stelle den Herren der MFO gleichfalls meinen Dank aussprechen.

Literatur. [1] EDER, F. X.: Z. angew. Phys. 5, 1 (1953). — [2] MÜLLER, F. H.: Kunststoffe 41, 41 (1951). — [3] SZIGETI, P. R.: Kunststoffe 41, 121 (1951). — [4] JENCKEL, E.: Kunststoffe 40, 98 (1950). — [5] VAN WIJK, D. J.: Kunststoffe 41, 442 (1951). — [6] KOCHENDÖRFER, A.: Met. Forschg. 11, 173. (1947). — [7] „Hütte“, 27. Aufl., I, 268 (1948). — [8] wie [7] 731.

Dr. H. VOIGT,
Kelkheim/Ts, Taunusblick 22.

Über ein viskosimetrisches Verfahren zur Bildung des Produktes zweier Meßgrößen mit fortlaufender zeitlicher Summation

VON ADAM WESP

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 17. November 1955)

Vor einigen Jahren wurden am Institut für technische Physik der Technischen Hochschule in Darmstadt unter der Leitung von Prof. Dr. R. VIEWEG umfangreiche Untersuchungen über das Zähigkeitsverhalten komplizierter Kunststoff-Weichmachergelösungen durchgeführt, die die Schaffung registrierender Rotationsviskosimeter erforderlich machten [1–3]. Die Geräte boten im Vergleich zu den vorhandenen Geräteausführungen manche Vorteile und zeichneten sich durch eine gute Meßgenauigkeit bei robustem Aufbau aus.

Die Resultate ermutigten zur Weiterverfolgung des beschrittenen Weges und legten den Gedanken nahe, die erarbeiteten Erkenntnisse über die Zähigkeitsmessung hinaus auch für allgemeine technische Meßzwecke weiterzubilden. Dies erschien um so mehr berechtigt, als hierdurch einige Meßprobleme auf einfache und elegante Weise zu lösen sind.

Das neue viskosimetrische Verfahren ermöglicht eine Produktbildung zweier Meßgrößen mit fortlaufender zeitlicher Summation (Integration).

Meßprinzip

In Abb. 1 stellt *a* einen zylindrischen Körper dar, der sich, von *m* her angetrieben, mit der Winkelgeschwindigkeit ω drehen möge. Der ihn umgebende Hohlzylinder *b* ist frei drehbar gelagert; er ist seinerseits von einem weiteren Hohlzylinder *c* umgeben, der z. B. auch durch die Innenwand des Gefäßes gebildet werden kann.

In diesem Gefäß befindet sich eine zähe Flüssigkeit *d*, z. B. ein hochviskoses Silikonöl, welches gerade bis an den inneren Rand des inneren Zylinders *a* reichen möge. Der Spalt *e* zwischen dem inneren Zylinder *a* und dem ihn umgebenden Zylinder *b* ist daher frei von Flüssigkeit. Eine Mitnahme des Zylinders *b* durch den rotierenden Zylinder *a* tritt daher nicht ein. Die von der Achse des inneren Zylinders *a* unmittelbar auf den umgebenden Zylinder *b* wirksame Einwirkung ist sehr klein und soll daher hier außer Betracht bleiben.

Wird nun Flüssigkeit in den Spalt eingefüllt, z. B. durch Zuführung vom Gefäß *f* her, so tritt ein mehr

der weniger großes Moment am Zylinder b auf, und zwar in Abhängigkeit von der Höhe des Flüssigkeitsstandes im Spalt. Infolge der Wirkung dieses Drehmomentes erfährt dieser Zylinder eine Mitnahme. Da er sich jedoch selbst wieder in einem ihn umgebenden ruhenden Zylinder c dreht, wirkt über den Spalt g eine Bremskraft auf ihn ein. Daher bleibt er um einen bestimmten Betrag hinter dem antreibenden Zylinder zurück. Man findet die Rotationsgeschwindigkeit rechnerisch aus der Gleichgewichtsbedingung zwischen Mitnahmemoment vom inneren Zylinder a und Bremsmoment vom Bremszylinder c her.

Die Zahl der Umdrehungen des mitgenommenen Zylinders b wird mittels eines üblichen Rollenzählers R oder dgl. gezählt und stellt damit das Produkt aus der Drehzahl des antreibenden inneren Zylinders und einer die Flüssigkeitshöhe im Spalt bestimmenden Meßgröße dar.

Zur Verdeutlichung der Verhältnisse sollen die mathematischen Beziehungen angegeben werden:

Nach NEWTON beträgt die zwischen zwei im Abstand dn parallel zueinander bewegten Flächen auftretende Schubkraft

$$\tau = F \cdot \eta \cdot \frac{dv}{dn},$$

wenn τ die Mitnahmekraft (Schubkraft),

F die Größe der gegenüber stehenden Flächen,

η die dynamische Zähigkeit

und $\frac{dv}{dn}$ das Geschwindigkeitsgefälle zwischen den beiden Flächen bedeuten.

Aus dieser für alle normalen Flüssigkeiten (sog. NEWTONsche Flüssigkeiten⁽¹⁾) geltenden Gleichung lassen sich auch die Formeln für Rotationsviskosimeter mit zylindrischen Flächen ab (Abb. 2a):

$$M = 4 \cdot \pi \cdot \eta \cdot \frac{R_a^2 \cdot R_b^2}{R_a^2 - R_b^2} \cdot \omega \cdot h.$$

Es bedeuten in dieser Gleichung

M das auftretende Drehmoment am mitgenommenen Zylinder,

η die dynamische Zähigkeit,

R_a der äußere Zylinderdurchmesser,

R_b der innere Zylinderdurchmesser,

ω die relative Winkelgeschwindigkeit zwischen antreibendem und mitgenommenem Zylinder und h die Flüssigkeitshöhe im Spalt zwischen den beiden Zylindern.

Für sehr engen Spalt $\delta = R_a - R_b$ zwischen den beiden Zylindern gilt die gute Näherung

$$M = \frac{2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R_b^3}{\delta} \cdot \omega \cdot h.$$

Wie oben schon erläutert, kommt es bei dem hier zu beschreibenden Meßprinzip jedoch nicht auf die Messung dieses Drehmomentes an. Vielmehr ist der mitgenommene Zylinder frei drehbar und wird nur von einer, mit seiner eigenen Rotationsgeschwindigkeit wachsenden, vom Bremszylinder her wirkenden Gegenkraft auf eine bestimmte Geschwindigkeit abgebremsst (Abb. 2b).

Die Gleichgewichtsbedingung ergibt sich aus folgendem Ansatz:

1. Mitnahmemoment

$$M_1 = 4 \cdot \pi \cdot \eta \cdot h \cdot \frac{R_a^2 \cdot R_b^2}{R_a^2 - R_b^2} \cdot (\omega - \omega_x);$$

2. Bremsmoment

$$M_2 = 4 \cdot \pi \cdot \eta \cdot (h_0 + h) \cdot \frac{R_c^2 \cdot R_d^2}{R_c^2 - R_d^2} \cdot \omega_x.$$

Es bedeuten

h die Flüssigkeitshöhe im Spalt zwischen Zylinder a und b oberhalb der Nulllinie,

h_0 die Flüssigkeitshöhe im Spalt zwischen Zylinder b und Bremszylinder c unterhalb der Nulllinie,

ω die absolute Winkelgeschwindigkeit des antreibenden Zylinders a ,

ω_x die absolute Winkelgeschwindigkeit des mitgenommenen Zylinders b ,

und R_a, R_b, R_c, R_d die Radien der einzelnen Zylinderflächen entsprechend Abb. 2b.

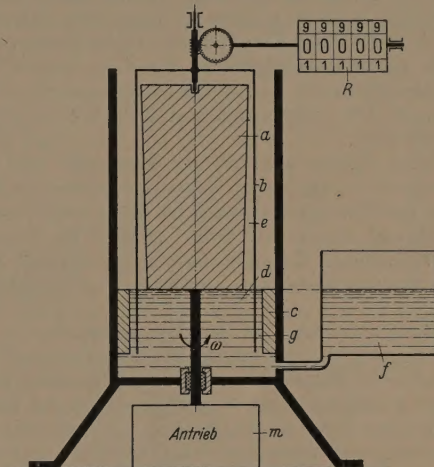


Abb. 1. Prinzipskizze.

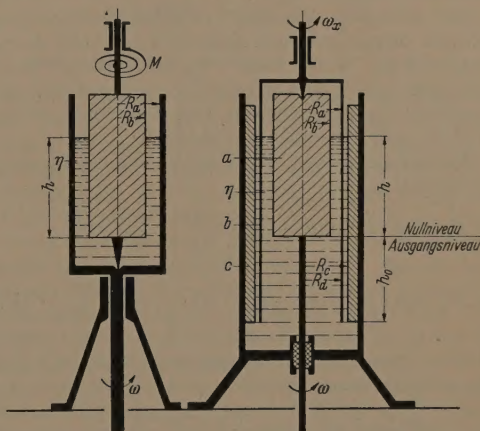


Abb. 2a. Skizze des Rotationsviskosimeters.

Abb. 2b. Skizze zur Ableitung der mathematischen Formeln.

Der mitgenommene Zylinder dreht sich nun mit einer solchen Geschwindigkeit, daß

$$M_1 = M_2 \text{ gilt;}$$

also

$$\omega_x = \frac{B \cdot h}{A \cdot h_0 + A \cdot h + B \cdot h} \cdot \omega,$$

oder

$$\omega_x = \frac{B \cdot h}{A \cdot h_0 + (A + B) \cdot h} \cdot \omega,$$

wenn in A und B die Konstanten der Anordnung zusammengefaßt werden. Es ist bemerkenswert, daß die Winkelgeschwindigkeit ω_x des mitgenommenen Zylinders lediglich bestimmt wird durch die Winkelgeschwindigkeit ω des antreibenden Zylinders und durch die variable Höhe h des Flüssigkeitsstandes im Spalt, *nicht* jedoch abhängt von der Größe der Viskosität η des Kopplungsöles. Dies ist von besonderer praktischer Bedeutung, weil dadurch Änderungen der Zähigkeit infolge von Temperaturschwankungen der Umgebung die Messung nicht beeinflussen. Selbst bei Silikonölen, die sich durch eine besonders flache Viskositäts-Temperaturkurve auszeichnen, würde diese Viskositätsänderung immer noch erheblich stören.

Obgleich also die Größe der Viskosität selbst in die Messung nicht eingeht, so ist dennoch eine relativ hohe Zähigkeit des Kopplungsöles erforderlich, damit die Reibungsmomente an den Lagerstellen des drehbaren Zylinders und im Zählwerk gegenüber den Momenten am mitgenommenen Zylinder vernachlässigbar sind.

Weiter erkennt man aus der Gleichung, daß die Winkelgeschwindigkeit ω_x des mitgenommenen Zylinders der Flüssigkeitshöhe h im Spalt *nicht* streng proportional ist, da die Größe h auch im Nenner noch vorkommt. Zur Erzielung eines linearen Zusammenhanges kann man nun zwei Wege beschreiben:

Entweder macht man das Bremsmoment durch Wahl eines engen oder langen Bremsspalt so groß, daß der erste Summand im Nenner gegenüber dem zweiten Summand stark überwiegt. Dadurch kann man beliebig nahe an strenge Proportionalität herankommen, muß allerdings in Kauf nehmen, daß die Rotationsgeschwindigkeiten des mitgenommenen Zylinders sehr niedrig liegen.

Oder man läßt den Spalt zwischen dem inneren und dem mitgenommenen Zylinder nach oben hin in gesetzmäßiger Weise enger werden. Durch diese Maßnahme erzielt man strenge Proportionalität. Die Spaltbreite in Abhängigkeit von der Höhe errechnet sich nach folgenden Gleichungen:

Bei veränderlichem Spalt ergibt sich das Mitnahmemoment aus

$$dM_1 = 4 \cdot \pi \cdot \eta (\omega - \omega_x) \cdot \frac{R_a^2 \cdot R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} \cdot dh$$

$$\text{zu } M_1 = 4 \cdot \pi \cdot \eta (\omega - \omega_x) \cdot R_a^2 \cdot \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} \cdot dh.$$

Setzt man für das Bremsmoment M_2 wieder den früher angegebenen Wert

$$M_2 = 4 \cdot \pi \cdot \eta (h_0 + h) \frac{R_c^2 \cdot R_d^2}{R_c^2 - R_d^2} \cdot \omega_x,$$

so berechnet sich die Winkelgeschwindigkeit des mitgenommenen Zylinders aus der Gleichgewichtsbedingung $M_1 = M_2$ zu

$$\omega_x = \frac{R_a^2 \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} dh \cdot h \cdot \omega}{(h_0 + h) \frac{R_c^2 \cdot R_d^2}{R_c^2 - R_d^2} + h \cdot R_a^2 \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} dh}.$$

Damit Proportionalität zwischen ω_x und der Flüssigkeitshöhe h besteht, ist die rechte Seite der Gleichung gleich dem Produkt $c \cdot h \cdot \omega$ zu setzen, wenn c eine Konstante bedeutet.

$$R_a^2 \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} dh = \underbrace{h_0 \cdot c \cdot \frac{R_c^2 \cdot R_d^2}{R_c^2 - R_d^2}}_{K_1} + \underbrace{h \cdot c \cdot \frac{R_c^2 \cdot R_d^2}{R_c^2 - R_d^2}}_{K_2} + h \cdot c \cdot R_a^2 \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} dh.$$

Oder

$$R_a^2 \int_0^h \frac{R_b^2(h)}{R_a^2 - R_b^2(h)} dh = \frac{K_1 + K_2 \cdot h}{1 - c \cdot h}.$$

Diese Gleichung gibt also an, wie der Radius R_b des inneren Zylinders a (bei konstantem Zylinderradius R_a) längs der Höhe mit h zu verändern ist. Die Auswertung erfolgt am einfachsten durch ein numerisches oder grafisches Verfahren. In der Praxis hat sich eine einfache konische Verjüngung des inneren Zylinders nach unten zu in den meisten Anwendungsfällen als ausreichende Näherung erwiesen.

Im folgenden soll die Anwendung des Meßprinzips bei einigen technischen Neuentwicklungen gezeigt werden.

A. Wärmehähler (Wärmemengenmesser [4])

Bei der Wärmehählung handelt es sich um die Messung der von einer Heizungsanlage an die Umgebung abgegebenen Wärmemenge zum Zwecke der Heizkostenberechnung.

Die im Zeitraum von t_a bis t_b abgegebene Wärmemenge errechnet sich nach der Gleichung

$$W = \int_{t_a}^{t_b} \alpha \cdot M \cdot \Delta T \cdot dt,$$

wenn W die Wärmemenge in Kalorien,

α die spezifische Wärme des Heizmediums,

M die jeweils durchströmende Menge des Heizmediums

und ΔT die jeweils vorhandene Temperaturdifferenz zwischen Zulauf- und Rücklaufleitung bedeuten.

Alle Verfahren der Wärmehählung im strengen Sinne der Wärmemengenmessung beruhen auf der Anwendung dieser Grundgleichung. Einige in der Heizungstechnik eingesetzte Geräte basieren auch auf anderen Prinzipien; z. B. wird die Verdunstung geeigneter Stoffe ausgenutzt, wobei die verdunstete Menge ein Maß für die abgegebene Wärmemenge ist. Solche einfachen Geräte sind zwar preiswert, liefern jedoch nur eine geringe Genauigkeit, da als Temperaturdifferenz die Heizkörpertemperatur einerseits und die Umgebungstemperatur andererseits zur Wirkung gebracht werden. Maßgeblich allein wäre jedoch die strömende Menge des Wärmeträgers und die Differenz zwischen Eintritts- und Austrittstemperatur. Außerdem haben solche Geräte, die an jedem Heizkörper sitzen müssen, den Nachteil, daß sie einer absichtlichen Beeinflussung durch den Abnehmer leicht zugänglich sind.

Bei den bekannten *mechanischen Verfahren* der Wärmemengenmessung bedient man sich zur Messung der Heißwassermenge eines Wassermessers, der B. ein Reibradgetriebe mit veränderlicher Übersetzung antreibt. Ein im Zu- und ein im Rücklauf tretender Temperaturfühler (z. B. Flüssigkeitsthermometer oder Dampfdruckkessel) steuert die Übersetzung. Bei einem anderen Verfahren treibt der Wassermesser ein Klinkenwerk an, dessen Hubgröße durch die Temperaturfühler verändert wird. Diese ist veränderlichen mechanischen Übersetzungen arbeitenden Geräte erfordern eine hohe Präzision und sind wegen ihres komplizierten Aufbaues teuer; außerdem unterliegen sie dem Verschleiß und bedürfen der gelegentlichen Überwachung.

Auch die *elektrischen Verfahren* sind heute weitgehend durchgebildet und arbeiten mit guten Genauigkeiten. Die Mengenmessung erfolgt z. B. mittels Differenzdruckmessung an einer eingebauten Drosselle oder dgl. Als Temperaturfühler verwendet man elektrische Widerstandsfühler oder Thermoelemente. Die Produktbildung selbst erfolgt nach Verstärkung der Meßgrößen unter Zuhilfenahme elektrischer Energie mit in der Elektrotechnik üblichen Verfahren (z. B. mit Elektrizitätszählern), deren Beschreibung im Rahmen dieses Aufsatzes jedoch überschreiten würde. Der Preis solcher elektrischen Wärmezähler ist recht hoch, so daß ihre Verbreitung außerhalb des industriellen Sektors bisher in größerem Maße nicht möglich war. Daß jedoch auch auf dem privaten Sektor der Heizungstechnik ein echter Bedarf an Wärmezählern vorhanden ist, geht aus der steigenden Verbreitung der mechanischen Geräte hervor, trotz des nicht gerade billigen Preises.

Mit dem Aufkommen der besonders wirtschaftlich arbeitenden Fernheizwerke, die ganze Stadtteile und Siedlungen versorgen, wird die Schaffung preisgünstiger und ausreichend genauer Geräte unerlässlich.

Unter Anwendung des oben beschriebenen viskosimetrischen Meßprinzips sollte für die Zwecke des privaten Heizungssektors ein Gerät erstellt werden, welches die folgenden Forderungen erfüllt:

1. Niedriger Preis,
2. Einfacher und robuster Aufbau,
3. Wartungsfreie und betriebssichere Funktion,
4. Verzicht auf die Anwendung fremder Energiequellen.

In Abb. 3 ist der Aufbau des Gerätes erläutert: In der Rücklaufleitung der Heizungsanlage sitzt der Wassermesser W , dessen Flügelrad Fl über eine Untersetzung z. B. 100:1 den inneren Zylinder a des Zähleraufbaues antreibt. Als Achsdurchführung wird eine Stopfbuchse Bu verwendet, die den Heißwasser führenden Raum der Heizung gegen den Ölabtrennenden Raum des Zähleraufbaues abtrennt. Diese Buchse ist ein in Heißwassermessern übliches

Bauelement. Der innere Zylinder dreht sich daher mit einer der Strömung des durch die Heizung fließenden Mediums proportionalen Geschwindigkeit.

In die Vorlauf- und Rücklaufleitung sind je ein Luftbehälter A und B eingebaut, die vom Heizmedium umströmt werden und dessen Temperatur annehmen. Mit dünnen Tombak-Kapillarröhrchen K_2 und K_1 sind diese Luftbehälter mit den beiden Schenkeln des Gerätes verbunden. Infolge des Temperaturunterschiedes $\Delta T = T_2 - T_1$ zwischen Vor- und Rücklauf stellt sich ein Druckunterschied ein, der sich über die Flüssigkeit im Gerät als Niveauschiebung auswirkt. Hierdurch tritt die Koppelflüssigkeit mehr oder weniger hoch in den Spalt zwischen innerem Zylinder a und umgebendem Zylinder b ein, so daß sich eine von der Temperaturdifferenz ΔT abhängige Mitnahme des umgebenden

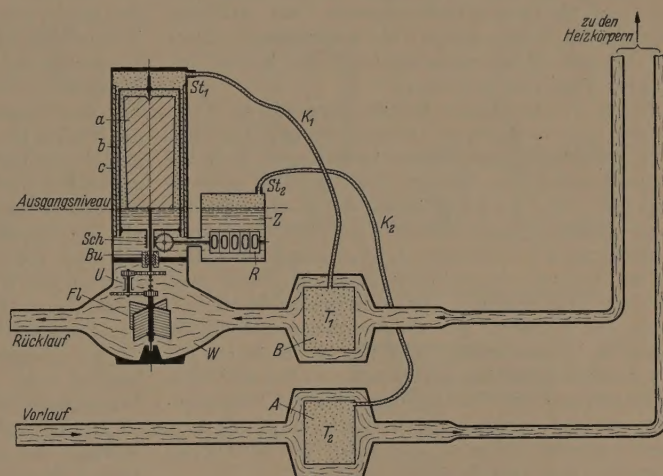


Abb. 3. Skizze des Wärmezählers.

Zylinders b ergibt. Als Bremszylinder c wird hier ein zum Zwecke der Justierung des Gerätes um einen gewissen Betrag verschiebbarer Zylinder verwendet: Bei noch nicht angeschlossenen Kapillarverbindungsrohren wird soviel Koppelflüssigkeit eingefüllt, daß der Flüssigkeitsspiegel gerade den unteren Rand des inneren Zylinders a berührt. Dieser Stand entspricht der Temperaturdifferenz Null. Bei drehendem inneren Zylinder a erfolgt daher noch keine Mitnahme des umgebenden Zylinders b . Dann wird über den Stützen St_2 ein gewisser Druck ausgeübt, so daß das Öl im Spalt auf eine bestimmte Höhe ansteigt. Treibt man dann den inneren Zylinder a mit einer festen Geschwindigkeit an, so muß sich der mitgenommene Zylinder b mit einer bekannten Geschwindigkeit drehen. Falls der Sollwert nicht erhalten wird, kann man durch Verschieben des Bremszylinders die Drehzahl vergrößern oder verkleinern. Es handelt sich also um eine 2-Punkt Eichung (Nullpunkt und Sollwert-Punkt); wenn nun gewährleistet ist, daß der Spalt zwischen den Zylindern in seinem ganzen Verlauf die vorgeschriebene Breite besitzt, stimmt damit die Eichung auch im gesamten Bereich.

In den Stützen St_1 und St_2 werden kleine Pillen aus engporigem Sintermetall eingesetzt, die zwar die

Luft durchlassen, ein Eindringen des Öles in die Luftbehälter während des Transportes jedoch verhindern. Vorzuziehen ist jedoch ein getrennter Transport von Gerät und Luftbehälter.

Am Rollenzähler R , der über die Schneckenuntersetzung Sch angetrieben wird, kann die abgegebene Wärmemenge unmittelbar abgelesen werden.

Die folgenden technischen Angaben sollen die Konstruktion näher erläutern:

a) Als Heizungsbedarf für eine Wohnung mittlerer Größe rechnet man etwa 6000...10000 k-Kalorien pro Stunde. Bei einer angenommenen Temperaturdifferenz von 20°C zwischen Vor- und Rücklauf fließen dann in der Heizung etwa 0,5 cbm Heißwasser pro Stunde; bei einer Differenz von nur 5°C dagegen fließen etwa 2 cbm in der Stunde.

Bei Heizungen mit Pumpenumwälzung oder bei Versorgung von einer Wärmezentrale aus gelten die kleineren Temperaturdifferenzwerte bei größerer umlaufender Wassermenge; bei Schwerkraftheizungen dagegen ist die umwälzte Menge kleiner bei größerer Temperaturdifferenz.

b) Als Wassermesser kommt eine kleine Type entsprechend den obigen Daten in Frage. Die Zahl der Umdrehungen des Wassermessersflügels liegt bei einigen hundert pro Minute. Infolge der Untersetzung 100:1 vor der Stopfbuchse dreht sich also der innere Zylinder des Geräteaufbaues mit nur wenigen Umdrehungen pro Minute. Der vom inneren Zylinder her mitgenommene Zylinder weist daher eine Drehzahl von 0... etwa 1 Umdrehung pro Minute auf.

c) Die Momente am mitgenommenen Zylinder liegen bei Normalbetrieb etwa bei 10...20 cm·p. Als Kopplungsöl kommt ein Silikonöl von etwa 30000 bis 50000 cStokes zur Verwendung. Da die Reibungsmomente bei einigen hundertstel cm·p gehalten werden können, fallen sie gegenüber den Mitnahmemomenten nicht ins Gewicht.

Damit liegen die Verhältnisse günstiger als beim Elektrizitätszähler.

d) Die infolge der Kapillarkräfte im Spalt wirksam werdende Niveauverschiebung liegt bei 1...2 mm; sie ist konstant und wird daher mit eingeeicht.

Bei der beschriebenen Wärmezähler-Konstruktion wird die Niveauverschiebung der Kopplungsflüssigkeit durch die Druckdifferenz zwischen den beiden Luftbehältern bewirkt. Diese Druckdifferenz, die einer bestimmten Temperaturdifferenz zugeordnet ist, ändert sich um einen geringen Betrag, wenn sich Vorlauf- und Rücklauftemperatur verschieben, auch wenn die Differenz konstant bleibt (z. B. Vorlauf 80° , Rücklauf 60° auf Vorlauf 90° , Rücklauf 70°). So ändert sich eine Flüssigkeitshöhe im Spalt von z. B. 30 mm bei der im Beispiel genannten Temperaturverschiebung um einige zehntel Millimeter. Der genaue Wert ergibt sich aus der Formel für die Flüssigkeitshöhe h im Spalt:

$$h = \frac{V_0 \cdot \Delta T}{F_1} \cdot \frac{F_1 + F_2}{F_1 \cdot F_2} + 2 T_1 + \Delta T$$

Die Flüssigkeitshöhe im Spalt hängt also nicht allein von der Temperaturdifferenz ΔT ab, sondern wird auch noch durch die Absolutwerte T_1 bzw. T_2 bestimmt. Durch logarithmische Differentiation

erhält man den relativen Fehler zu

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{-2 \cdot \Delta T}{\frac{V_0 \cdot T_0 \cdot g \cdot \varrho}{P_0} \cdot \frac{F_1 + F_2}{F_1 \cdot F_2} + 2 T_1 + \Delta T}$$

Es bedeuten:

$\Delta T = T_2 - T_1$ die Temperaturdifferenz zwischen Vor- und Rücklauf,

F_1 die Spaltflächen des linken Schenkels,

F_2 die Querschnittsfläche des rechten Schenkels,

V_0 das Volumen der Luftbehälter, z. B. 300 cm³,

T_0 die Temperatur der Luft beim Einfüllen, z. B. 20°C ,

P_0 der Druck der Luft beim Einfüllen, z. B. 1 at.,

ϱ die Dichte der Kopplungsöles,

g die Erdbeschleunigung.

Wie man aus der Gleichung erkennt, ließe sich der Fehler durch Vergrößerung des ersten Terms im Nenner der Gleichung verringern, z. B. durch Verringerung des Fülldruckes P_0 . Auch kann man die Erwärmung des Kopplungsöles und die damit verbundene Verringerung der Dichte zur Kompensation des Fehlers benutzen. Jedoch wird bei Haus-Wärmezählern im Interesse der Einfachheit und Billigkeit auf solche Korrekturmaßnahmen ganz verzichtet, da der Fehler tragbar ist. Dies ist um so mehr berechtigt, als bei Fernheizwerken heutzutage entweder die Vorlauf- oder die Rücklaftemperatur auf einen konstanten Wert eingeregelt wird, weil hierdurch eine bessere Wirtschaftlichkeit des Netzes gegeben ist. Bei solchen temperaturmäßig geregelten Netzen ist der obengenannte Fehler überhaupt nicht vorhanden, weil dann gemäß obiger Gleichung die Flüssigkeitshöhe h nur noch von ΔT abhängt.

In den meisten Fällen stört die Größe der Luftbehälter von etwa 300 cm³ nicht. Wegen der Unveränderlichkeit und Billigkeit wird man ihnen normalerweise den Vorzug geben. Sind jedoch kleinere Temperaturfühler erwünscht, so kann man z. B. auch Dampfdruckthermometer verwenden. Geeignete Dampfdruckflüssigkeiten, die sich mit dem sehr zähen Silikonöl nicht mischen, sind verfügbar, so daß sie mit ihm unmittelbar in Berührung stehen können. An die Stelle der in Abb. 3 gezeichneten Luftbehälter A und B treten in diesem Falle kleine Kessel. Die Flüssigkeit muß auch die beiden Schenkel über dem Kopplungsöl vollkommen füllen, sowie die Kapillarröhrchen. Die Größe der Kessel, die etwa zur Hälfte mit der Dampfdruckflüssigkeit gefüllt werden, ist so zu wählen, daß bei maximal auftretendem Temperaturunterschied zwischen Vor- und Rücklauf und der damit verbundenen Verschiebung des Kopplungsöles immer noch eine kleine Menge Dampfdruckflüssigkeit im Kessel enthalten ist. Eine in die eine Kapillarrohrleitung eingeschaltete Membrandose bildet durch die Rückstellkraft der Membrane die Gegenkraft zum Dampfdruck. Unter der Wirkung der Dampfdruckdifferenz zwischen den beiden Kesseln verschiebt sich die Membrane und damit auch die Flüssigkeit im Zylinderspalt. Die Wirkung der Zähigkeitskräfte, die von der Dampfdruckflüssigkeit im Spalt ausgeht, ist gegenüber den Zähigkeitskräften des Kopplungsöles vollkommen vernachlässigbar, liegen die Viskositäten doch etwa im Verhältnis 1:100000 auseinander.

Wegen des exponentiellen Verlaufes der Dampfdruck-Temperaturkurve sollte man diese Temperatur-er jedoch nur dann anwenden, wenn das Wärme-etz auf konstante Vor- oder Rücklaufftemperatur eingeregelt wird. Den nicht-linearen Verlauf der Dampfdruckkurve kann man durch entsprechende paltbreitenvariation vollständig linearisieren.

B. Mengenzähler nach dem Differenzdruckverfahren

Als weitere Anwendung des Meßprinzips soll ie Mengenzählung beliebiger Medien unter Anwen-ung der Differenzdruckmessung beschrieben werden (Abb. 4 und 5).

Der innere „Zylinder“ wird mittels eines Uhr-erkes oder eines kleinen Synchronmotors mit kon-antener Geschwindigkeit angetrieben. Der an der

Hieraus ergibt sich die nach Ablauf einer bestimmten Zeit t durchgeströmte Gesamtmenge zu

$$G = K \cdot \int_0^t \sqrt{h} dt.$$

In der Konstanten K sind die charakteristischen Größen der Drosselstelle und des strömenden Mediums zusammengefaßt. Die Radizierung erfolgt bei dem hier verwendeten Meßprinzip durch entsprechende Spaltausbildung zwischen den drehbaren Zylindern, derart, daß sich die Kopplung der Zylinder mit der

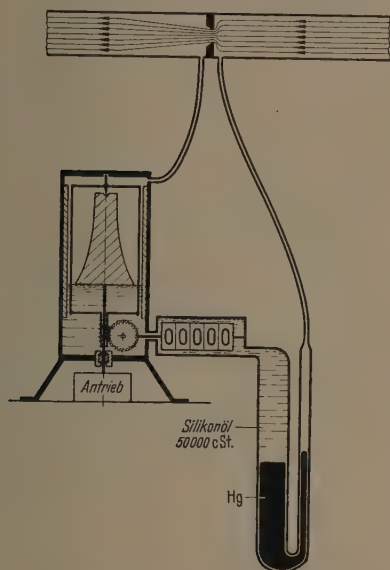


Abb. 4. Mengenzähler für kleine Differenzdrücke.

Drosselstelle oder Blende auftretende Differenzdruck wird unmittelbar am Gerät als Niveauverschiebung zur Wirkung gebracht. Handelt es sich um größere Differenzdrücke, denen der Niveauunterschied des Kopplungsöles allein nicht das Gleichgewicht halten kann, so werden entweder ein mit Quecksilber gefülltes U-Rohr (vgl. Abb. 4) oder auch eine Membrandose oder Faltenbalg (vgl. Abb 5) vorgeschaltet, wodurch die Druckdifferenzen reduziert werden können: Die Quecksilbersäule bzw. die Membran der Dose wird entsprechend dem Differenzdruck mehr oder weniger verschoben und verschiebt damit ihrerseits die Kopplungsflüssigkeit im Spalt.

Die an Drosselstellen in strömenden Medien entstehende Druckdifferenz steht mit der strömenden Menge in quadratischem Zusammenhang:

momentan fließende Menge

$$G = K \cdot \sqrt{h}.$$

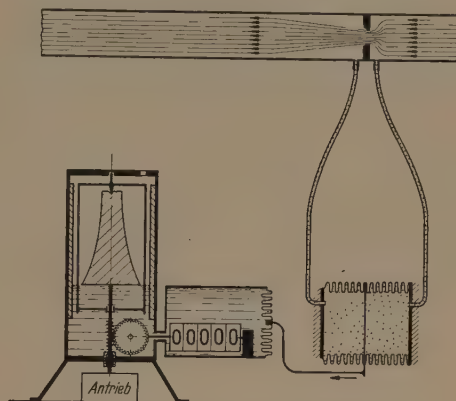


Abb. 5. Mengenzähler für große Differenzdrücke.

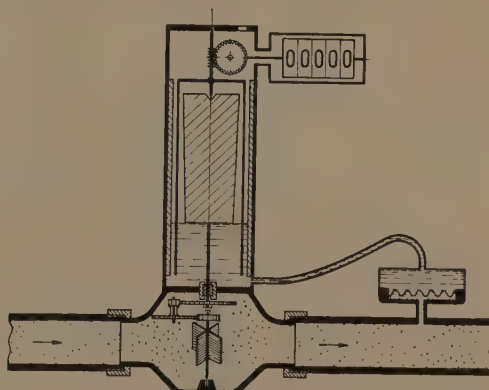


Abb. 6. Mengenzähler für unter variablem statischen Druck stehende strömende Gase.

Wurzel der Druckdifferenz h ändert. Diese sehr einfache Maßnahme gestattet eine vollkommen leistungs- und reibungsfreie Radizierung im Gegensatz zu den üblicherweise angewandten mechanischen Radiziereinrichtungen bei Ringwaagen und dgl., die mit Kurvenscheiben arbeiten.

C. Mengenzähler für unter statischem Druck stehende strömende Gase

Auch die Bildung des Produktes der Strömungsgeschwindigkeit eines Gases mit dem statischen Druck läßt sich mit der beschriebenen Methode einfach lösen. Besonders bei Preßluftanlagen, z. B. im Bergbau, ist die Kenntnis dieses Produktes und die fortlaufende Zählung sehr wichtig, da es ein Maß für das Arbeitsvermögen darstellt.

Ähnlich wie im Falle A. wird hier der innere Zylinder von einem Mengemesser angetrieben. Der statische Druck des strömenden Mediums bewirkt über eine Membrandose eine Niveauverschiebung des Kopplungsöles (Abb. 6).

Die Zahl der Umdrehungen des mitgenommenen Zylinders, die am Rollenzählwerk abgelesen werden kann, ist unmittelbar ein Maß für die durch die Leitung geflossene Energie, bzw. auch ein Maß für die auf Normaldruck reduzierte Gesamtmenge des durchgeströmten Gases.

D. Diskontinuierlicher Antrieb des Zählers

Es ist ein wichtiges Kennzeichen des neuen Verfahrens, daß an Stelle eines kontinuierlichen Antriebes auch eine diskontinuierliche Weiterdrehung des inneren Zylinders anwendbar ist, wie sie bei Schrittschaltwerken, Relaiswerken und dgl. gegeben ist.

Dies mag in vielen Fällen eine Vereinfachung bedeuten, besonders, wenn zur Fernschaltung nur Gleichstrom verfügbar ist, so daß die Anwendung eines fernbetriebenen Synchronmotors ausscheidet.

Eine solche mit Schrittschaltung ausgestattete Anlage liefert also das Produkt aus der Zahl der

Fortschaltimpulse und der Höhe der Kopplungsflüssigkeit im Spalt zwischen den drehbaren Zylindern, die, wie in obigen Beispielen gezeigt, durch die verschiedensten Meßgrößen gesteuert werden kann.

Zusammenfassung

Ein neuartiges viskosimetrisches Meßprinzip zur Bildung des Produktes zweier Größen mit fortlaufender zeitlicher Summation wird beschrieben. Die Anwendung des Verfahrens für die Zwecke der Wärmemengenmessung (Wärmezählung bei Zentralheizungen), der Mengenmessung beliebiger Medien nach dem Differenzdruckverfahren und der Mengenmessung strömender, unter statischem Druck stehender, Gase wird näher betrachtet.

Neben der reinen Produktbildung sind auch kompliziertere mathematische Verknüpfungen möglich.

Literatur. [1] VIEWEG, R. und A. WESP: Patent Nr. 844 362. — [2] WESP, A.: Z. Kunststoffe 41, 213 (1951). — [3] WESP, A.: Z. Erdöl und Kohle 5, 296 (1952). — [4] WESP, A.: Patent Nr. 925 620 und Auslandspatente.

Dipl.-Physiker Dr. ADAM WESP,
Messenhausen-Oberroden (Hessen),
Frankfurterstraße 1.

Steigerung von Empfindlichkeit und relativer Genauigkeit der elektrischen Mikrowaage

Von THEODOR GAST

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 17. November 1955)

Die vorliegende Arbeit verfolgte das Ziel, die Nullpunkt Konstanz der elektrischen Mikrowaage so weit zu verbessern, daß Wägungen unterhalb $1 \mu\text{p}$ möglich würden. In Auswirkung verschiedener konstruktiver und schaltungstechnischer Maßnahmen wurde eine ausnutzbare Empfindlichkeit von $0,1 \mu\text{p/skt}$ erreicht. Außerdem ergaben sich Gesichtspunkte für eine Erhöhung der relativen Genauigkeit. Ausgangsbasis war eine ursprünglich für Permeationsmessungen entwickelte, im Vakuum arbeitende registrierende Waage [1], deren Prinzip hier noch einmal kurz umrissen sei:

Der Waagebalken eines Torsionswaagen-Systems trägt eine ringförmige Spule, deren Stromzuführung über die zur Lagerung dienenden Spannbänder erfolgt. Diese Drehspule ist einem hochfrequenten Magnetfeld ausgesetzt, dem sich ein magnetisches Gleichfeld überlagert. In der Ruhelage soll die Drehspule nicht von Feldlinien durchsetzt sein. Wird der Waagebalken infolge eines äußeren Drehmomentes ausgelenkt, dann entsteht in der Drehspule ein hochfrequentes Signal, dessen Amplitude nach Größe und Vorzeichen vom Drehwinkel abhängt. Dieses Signal wird verstärkt und nach phasenempfindlicher Gleichrichtung und nochmaliger Verstärkung als Gleichstrom über ein Meß- oder Registriergerät wieder in die Drehspule eingeführt. Hierbei entsteht ein Drehmoment, das den Balken wieder in die Ruhelage zurückführen möchte. Bis zu welchem Grade das äußere Drehmoment kompensiert wird, hängt von den Konstanten der Feldanordnung, der Drehspule

und des Verstärkers ab. In jedem Fall ist der angezeigte Gleichstrom ein Maß für das auf den Balken wirkende Drehmoment bzw. für das zu bestimmende Gewicht. Mit der Waage sollten in erster Linie Änderungeneiner mit mäßiger Genauigkeit bekannten Grundlast aufgezeichnet werden. Schon mit dem ersten Versuchsmodell wurde eine Nullpunktssicherheit von $10 \mu\text{p}$ über mehrere Tage erreicht, jedoch mit erheblichem elektrischem Aufwand. Dieser konnte bei gleichbleibender Konstanz später wesentlich verringert werden [2]. Äußere Bedingungen, wie z. B. Raum und Energiefragen bei der Anwendung auf Staubmessungen [3] ließen ein verhältnismäßig kompaktes Waagensystem entstehen, das in Abb. 1 gezeigt wird. Der Waagebalken ist aus Quarzglas gefertigt. Er besteht aus einem ringförmigen Mittelteil, an das zwei sich nach außen verzweigende Röhren angeschmolzen sind. An den Ring sind Halterungen für die beiden Spannbänder ange kittet. Die Bänder werden durch Bügelfedern gespannt, die drehbar an einem U-förmigen Träger angebracht sind. Auf das Mittelteil des Balkens ist zu beiden Seiten der Hebelarme je eine Spule aus dünnem Lackdraht aufgewickelt und durch Tränken mit Kunstharzlack und Härten fest mit dem Untergrund verbunden. Die so entstandene Drehspule umschließt mit einigem Abstand einen permanenten keramischen Magneten. Dieser ist quermagnetisiert und erzeugt ein Feld, dessen Linien am Ort der Spule und in der nächsten Nachbarschaft im wesentlichen horizontal verlaufen. Dies ist deshalb wichtig, weil sich der

Durchgang der Bänder mit der Belastung der Waage ändert, die Kraftflußdichte am Spulenort jedoch möglichst gleich bleiben soll. Da der Magnet einen hohen spezifischen Widerstand besitzt und seine Permeabilität praktisch gleich der des Vakuums ist [4], kann er unbedenklich als Träger für die Hochfrequenzspule benutzt werden. Diese hat die Form eines rechteckigen Rähmchens mit bevorzugter senkrechter Erstreckung und liefert ein Magnetfeld, das am Ort der Drehspule keinen merklichen senkrechten Gradienten besitzt. Daher ist die Größe des induzierten Signals nur vom Drehwinkel, dagegen nicht von der Höhenlage der Drehspule abhängig.

Bevor auf die bei diesem System vorhandenen Fehlerquellen eingegangen wird, soll die Schaltung des zugehörigen Verstärkers kurz besprochen werden. Sie ist in Abb. 2 dargestellt. Das in der Drehspule induzierte Signal gelangt über einen Kopplungskondensator zum Gitter einer Verstärkerröhre

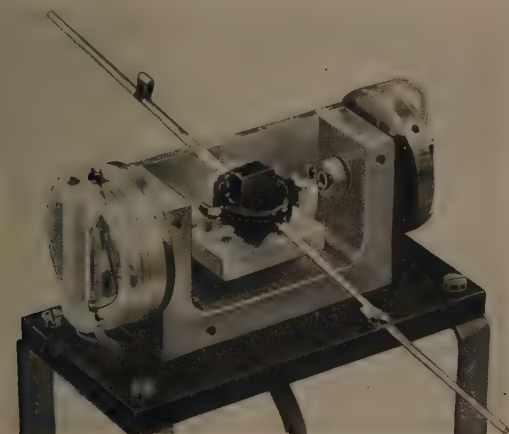


Abb. 1. Lichtbild der elektrischen Mikrowaage.

(ECH 81 als Pentode), in deren Anodenkreis ein auf die Oszillatorfrequenz abgestimmter Schwingungskreis liegt. Die hier auftretende Hochfrequenzspannung wird den Steuergittern zweier Heptoden gleichzeitig zugeführt. Diese Röhren dienen zur phasempfindlichen Gleichrichtung [5]. An die dritten Gitter der Heptoden werden zu diesem Zweck jeweils über einen zur Phasenschiebung dienenden Widerstand opphase Hochfrequenzspannungen aus dem Transformator des Oszillators angelegt. Durch die Phasenverschiebung, die möglichst nahe bei 90° liegen soll, wird erreicht, daß die in den Heptoden vorgenommene Mischung bei Abstimmung der Drehspule auf Resonanz optimal arbeitet. Als Oszillatöröhre dient das Triodensystem der einen ECH 81. Die an den Anoden der Mischröhren auftretenden Gleichstromsignale ändern sich bei Variation des Eingangssignals in entgegengesetztem Sinn. Ein Potentiometer erlaubt Symmetrierung der Anodenpotentiale. Über Spannungsteiler, deren oberen Zweigen zur Dämpfung der Waage Kapazitäten parallel geschaltet sind, werden die Gleichstromsignale an zwei Endröhren weitergeführt, die mit gemeinsamem relativ hohem Kathodenwiderstand betrieben werden und zwischen deren Anoden der zur Kompensation dienende Strom über das Meß- oder

Registriergerät und eine Hochfrequenzdrossel zur Drehspule fließt. Der Verstärkungsfaktor der ersten Stufe läßt sich durch Verändern des Kathodenwiderstandes von einem Höchstwert bis nahezu auf null regeln. Durch einen Nebenschluß kann ein Teil des vom Instrument angezeigten Stromes an der Drehspule vorbeigeleitet werden. In diesem Fall muß bei vorgegebenem Drehmoment ein größerer Ausgangsstrom fließen, damit die Waage im Gleichgewicht ist. Dies bedeutet eine Erhöhung der Empfindlichkeit. Die gleiche Auswirkung auf die

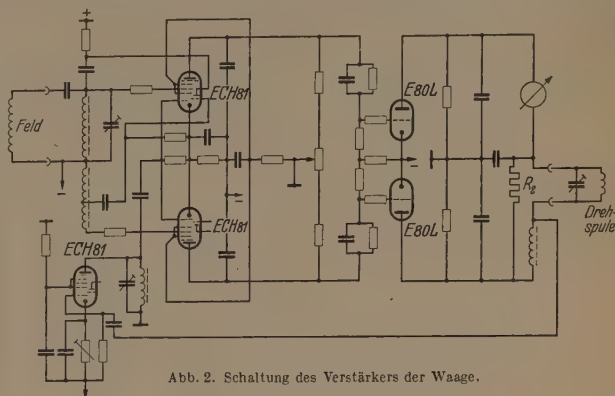


Abb. 2. Schaltung des Verstärkers der Waage.

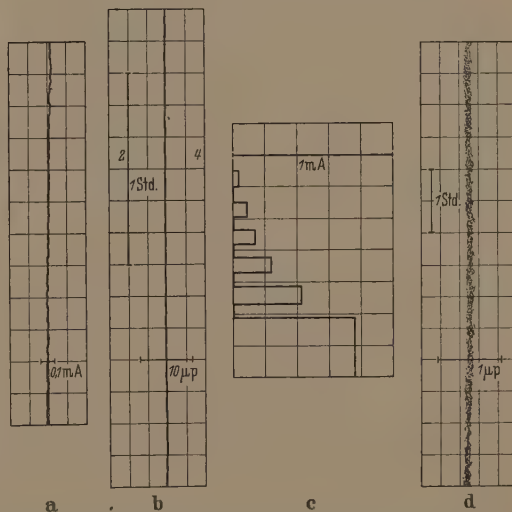


Abb. 3. Registrierdiagramme des Ausgangsstroms. a) Nulllinie des Verstärkers bei kurzgeschlossenem Eingang und gesperrter Vorröhre; b) Nulllinie der Waage mit Tintenschreiber; c) Variation des Nebenschlusses zur Drehspule; d) Nulllinie mit Fallbügelschreiber.

Anzeige ergäbe sich bei Verringern der magnetischen Feldstärke oder Verkleinern der Windungszahl der Drehspule. Von den genannten Maßnahmen ist jedoch die Stromteilung am einfachsten. Die Anodenspannungen sämtlicher Röhren werden einem elektronisch geregelten Netzteil entnommen, dessen größte Schwankungen unter 10/100 bleiben. Im Heizkreis der Röhren liegt ein Eisen-Wasserstoff-Widerstand. Dem ganzen Gerät ist außerdem ein magnetischer Spannungsgleichhalter vorgeschaltet. Infolge der hohen Symmetrie der Schaltung und der Konstanthaltungsmaßnahmen ist der Nullpunkt der Anordnung recht stabil. Dies zeigt Abb. 3, in welcher der Ausgangs-

strom bei kurzgeschlossenem Eingang und gesperrter Vorröhre als Funktion der Zeit registriert ist. Innerhalb eines Zeitraums von zwei Stunden bleiben die kurzzeitigen Schwankungen des Ausgangsstromes unterhalb $25 \mu\text{A}$, d. h. sie betragen nicht einmal 3% vom Aussteuerbereich der Endstufe, der sich auf rund $7,5 \text{ mA}$ beläuft.

Im gleichen Bild ist außerdem die Nulllinie der Waage eingezeichnet und zwar für einen Nebenschluß von 1Ω zur Drehspule. Als Registriergerät dient ein Tintenschreiber von 3 mA Endausschlag bzw. $0,025 \text{ mA/mm}$. Schwankungen oder auch nur ein Gang des Nullpunktes sind nicht erkennbar.

Während die Empfindlichkeit der Waage ohne Nebenschluß leicht durch Auflegen abgemessener Stücke eines kalibrierten Drahtes zu $2,02 \text{ mA/mp}$ bei einer Lastarmlänge von $80,0 \text{ mm}$ bestimmt werden konnte, wird für die Kalibrierung im empfindlichen Bereich ein indirektes Verfahren vorgezogen. Man läßt zunächst bei vorübergehend kurzgeschlossenem Schreiber eine Nulllinie zeichnen, stellt dann die Waage mit eingeschaltetem Nebenschluß durch Verdrehen eines der Bänder sorgfältig auf Null und legt nun ein Gewicht von solcher Größe auf, daß man nahezu Endausschlag des Registriergerätes erreicht. Als Gewicht dient z. B. eine Kunststoff- oder Glasfaser passender Länge oder ein Stückchen äußerst dünnem Aluminiumdrahtes. Den Ausschlag hält man fest, indem man einige Zeit registrieren läßt. Hierauf wird der Nebenschluß entfernt und der sich nun einstellende Ausschlag ebenfalls aufgeschrieben. Auf diese Weise gewinnt man den Anschluß an die Kalibrierung mit Gewichten. Bequemer ist die Vorgabe eines Drehmomentes durch Verdrillen eines der Spannbänder. So ist die in Abb. 3 ebenfalls wieder-gegebene Treppenkurve gewonnen worden. Die Stufen entsprechen Nebenschlüssen von $1, 2, 4, 8$ und 16Ω sowie unendlich großem Nebenwiderstand. Für ein Ohm ergibt sich eine Konstante von $0,04 \text{ mA/mp}$. Demnach bedeutet ein mm im vorausgehenden Diagramm ca. $0,6 \mu\text{p}$. Noch stärkere Auflösung zeigt der im gleichen Bild enthaltende Registrierstreifen eines Fallbügelschreibers. Hier liegt eine Empfindlichkeit von 20 mm/mp vor. Eine Ausgleichskurve für die Punktfolge kann leicht auf $\pm 1 \text{ mm}$ festgelegt werden. Demnach lassen sich Gewichtsänderungen von $0,1 \mu\text{p}$ sicher feststellen. Voraussetzung ist allerdings, daß die Waage in einem thermostatisierten Raum aufgestellt wird. Wieweit neben der erzielten großen ausnutzbaren Empfindlichkeit auch die Forderung nach hoher relativer Genauigkeit erfüllt werden kann, soll Gegenstand der folgenden theoretischen Untersuchungen sein.

Fehlerquellen und ihre Beseitigung

Um die bei der elektrischen Mikrowaage angewandte selbsttätige Kompensation quantitativ zu erfassen, und zu einem Urteil über die Fehlereinflüsse zu kommen, stellen wir die Momentengleichung für den Waagebalken auf.

Es sollen bedeuten:

- M_a ein äußeres mechanisches Drehmoment, z.B. das Produkt aus Last und Lastarmlänge,
- D_k ein durch die Kompensationsschaltung bedingtes elektrisches Richtvermögen,

- D_m das mechanische Richtvermögen, das durch Zusammenwirken der Elastizität der Spannbänder und des durch Stabilität oder Labilität des Balkens bedingten statischen Richtvermögens zustandekommt,
 - D_{el} ein durch elektrodynamische Kräfte infolge des Hochfrequenzfeldes verursachtes Richtvermögen,
 - β den Drehwinkel des Balkens,
 - n, F Windungszahl und Fläche der Drehspule,
 - L_1 die Selbstinduktivität der Feldspule,
 - L_2 die Selbstinduktivität der Drehspule,
 - L_{12} die Gegeninduktivität der beiden Spulen,
 - B die vom permanenten Magneten herrührende Kraftflußdichte am Ort der Drehspule,
 - I den Ausgangsstrom des Verstärkers,
 - $U_1 = U_{10} \cdot \sin \omega t$ die Spannung an den Klemmen der Feldspule,
 - U_2 die Spannung an den Klemmen der Drehspule,
 - φ den Phasenwinkel zwischen induzierter EMK e und Strom I_2 in der Feldspule,
- Es gelte $\beta \cdot D_k = I n F B$ und $I = V \cdot U_2 \cos \varphi$.

Hierin ist V ein durch den Verstärker gegebener Proportionalitätsfaktor. Die Multiplikation mit $\cos \varphi$ ergibt sich aus der phasenabhängigen Gleichrichtung. U_2 errechnet sich aus der Beziehung

$$U_2 = U_{10} L_{12} \cdot \frac{\omega L_2}{L_1 S} \cdot \cos(\omega t - \varphi),$$

die sich aus

$$e = -j \omega L_{12} J_1 = -\omega L_{12} \cos \omega t$$

und $U_1 = j \omega L_1 \cdot I_1$ ergibt. Die Gegeninduktivität L_{12} ist abhängig vom Drehwinkel. Ganz allgemein gilt $L_{12} = k \sqrt{L_1 L_2}$. Hierin ist k der Kopplungsfaktor, der Ausdruck unter der Wurzel ist konstant. Bei homogenem Hochfrequenzfeld und senkrechter Ausgangslage der Spule dürfen wir schreiben $k = k^* \cdot \sin \beta$, worin k^* den Koppelungsfaktor bei paralleler Lage darstellt. Für die vorliegende Anordnung wird k^* allerdings nur näherungsweise diesem Wert entsprechen. Wir erhalten somit für den Ausgangsstrom

$$I = V \cdot U_2 \cdot \cos \varphi = V \cdot U_{10} \cdot k^* \sqrt{L_1 L_2} \frac{\omega L_2}{L_1 S} \cdot \cos \varphi \cdot \sin \beta.$$

Für kleine Drehwinkel dürfen wir statt des Sinus das Argument setzen. Mit der Abkürzung

$$U_{10} \cdot \omega k^* \sqrt{L_1 L_2} \frac{L_2}{L_1 S} \cdot \cos \varphi = K$$

ergibt sich

$$D_k = V \cdot K \cdot n F B.$$

Durch geeignete Polung der Hochfrequenzspule erreicht man das für Kompensation erwünschte negative Vorzeichen. Wir erhalten als Momentengleichung nunmehr

$$M_a + \{D_k + D_m + D_{el}\} \beta = 0$$

und, sofern $D_m + D_{el} \ll D_k$ ist, $I = V K \beta = -M_a \cdot \frac{1}{n F B} \left(1 - \frac{D_m + D_{el}}{V K n F B}\right)$. Der Bruch in der Klammer wird Übersetzungsfehler genannt [6]. Wird das äußere Drehmoment durch Änderungen einer Last G_1 erzeugt, die mittels eines Gegengewicht-

von G_2 kompensiert wird, so gilt bei Abständen l_1 und l_2

$$= -\{ \Delta G_1 l_1 + (G_1 l_1 - G_2 l_2) \} \frac{1}{nFB} \left(1 - \frac{D_m + D_l}{VKnFB} \right).$$

für Gleicharmigkeit und Konstanz von G_2 , l_1 und l_2 erhalten wir

$$I = -\Delta G_1 l_1 \frac{1}{nFB} \left(1 - \frac{D_m + D_{el}}{VKnFB} \right)$$

und man bekommt für den Fehlereinfluß von l bei Änderung des Lastarmes um dl : $\frac{dI}{I} = \frac{dl}{l}$ und für Verschiebung des Drehpunktes um dl : $\frac{dI}{I} = 2 \frac{dl}{l}$. Diese Fehlerquelle ist wohl kaum restlos auszuschalten. Verschiebt sich beispielsweise bei 1 p Rundlast und einer Lastarmlänge von 100 mm der Drehpunkt nur um $0,05 \mu$, so resultiert bereits ein absolutfehler, der einer Gewichtsänderung $\Delta G = 10^{-6}$ p entspricht.

Änderung des Gegengewichtes durch Bildung der Rückgang einer Wasserhaut oder durch Oxydation geht ebenfalls voll in die Messung ein. Der entstehende Fehler ist grundsätzlich nicht korrigierbar, nur im Fall eines gleichmäßigen zeitlichen Abwages läßt sich das Ergebnis rechnerisch berichtigen. Temperatur und relative Feuchtigkeit spielen hierbei eine ausschlaggebende Rolle. Thermostatisierung und Lygrostasierung sind der Meßgenauigkeit sehr förderlich.

Betrachten wir nun die durch die Drehspule eingegebenen Fehlermöglichkeiten. Bei Änderung des Spulenquerschnitts gilt $\frac{dI}{I} = -\frac{dF}{F}$. Nun ist die Drehspule straff auf den Quarzring des Balkens aufgebracht und fest mit ihm verklebt. Hierdurch wird der resultierende lineare Ausdehnungskoeffizient des Drahtes sicher kleiner als der für einen freien Draht gemessene. Er dürfte auf jeden Fall unter $10^{-5}/^\circ\text{C}$ liegen. Die durch ihn verursachten Änderungen des Anzeigestromes sind von gleicher Größenordnung. Solange man sich auf die Messung kleiner Gewichtsänderungen beschränkt, kann dieser Fehler außer Ansatz bleiben.

Kritischer ist der Einfluß der Kraftflußdichte. Es gilt $dI/I = -dB/B$. Da die reversible Permeabilität des Magneten bei 1 liegt, überlagern sich Fremdfelder in ursprünglicher Größe. Bei dem bereits oben festgestellten Wert für die Kraftflußdichte von 100 Gauß würde die Horizontalintensität des Erdfeldes im ungünstigsten Fall einen Fehler der Kalibrierungskonstanten von ca. $2 \cdot 0,19/100 \approx 4^\circ/100$ verursachen können. Kalibrierung in der für die Wägungen benutzten Aufstellung schaltet diesen Fehler aus. Die Waage bleibt anfällig gegen stark veränderliche Magnetfelder aus Gleichstromanlagen, sofern man nicht magnetisch abschirmt. Gegen Wechselfelder ist sie weitgehend unempfindlich. Bekanntlich besitzt das verwendete keramische Magnetmaterial einen verhältnismäßig hohen Temperaturkoeffizienten der remanenten Kraftflußdichte. Dieser beträgt etwa $2 \cdot 10^{-3}/^\circ\text{C}$ [4]. Ein Ausgleich durch magnetischen Nebenschluß mit einem Material von stark temperaturabhängiger Permeabilität [7] kommt aus geometrischen Gründen und wegen der Gefahr von Wirbelströmen nicht in Betracht. So bleibt nur die Kompensation durch Schaltungs-

maßnahmen im Drehspulkreis, z. B. durch einen stark temperaturabhängigen Widerstand als Shunt zur Drehspule. Die Anordnung erfüllt die Bedingung, daß man ein Meßinstrument beliebigen inneren Widerstandes anschließen kann, ohne den Korrekturzustand zu ändern (s. Abb. 4). Für die Stromverteilung an der Verzweigung gilt:

$$\frac{1}{m} = \frac{I_1}{I} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{mit} \quad R_1 = R_{Sp} + R_{Dr}.$$

Zur Kompensation muß erfüllt sein:

$$\frac{dI}{I} = -\frac{d(\ln B)}{dt} = \frac{d(R_1 + R_2)}{(R_1 + R_2)} - \frac{dR_2}{R_2}$$

und nach einfacher Umrechnung unter Einführung der Temperaturkoeffizienten a_1 für R_1 und a_2 für R_2

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{a_2 - a_1}{d(\ln B)/dt} - 1.$$

Verwendet man für den Kompensationswiderstand Nickel mit einem Temperaturkoeffizienten von $0,006/^\circ\text{C}$ und bestehen die Drehspule und die ihr vorgeschaltete Drossel aus Kupferdraht mit einem T. K. von $0,004/^\circ\text{C}$, so lassen sich z. B. für das Stromverhältnis 1:1 nur Temperaturkoeffizienten des Magneten von $10/100$ pro $^\circ\text{C}$ ausgleichen, während die Korrektur einer Feldänderung von $20/100$ pro Grad bereits auf unendlich kleinen Nebenschlußwiderstand führt. Es ist daher notwendig, den Koeffizienten des Spulenkreises zu verringern. Dies kann z. B. durch Einschalten eines Widerstandes mit negativem Temperaturkoeffizienten (R_3) geschehen.

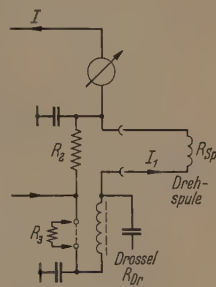


Abb. 4. Korrektur des Temperaturanges der Kraftflußdichte.

bereits auf unendlich kleinen Nebenschlußwiderstand führt. Es ist daher notwendig, den Koeffizienten des Spulenkreises zu verringern. Dies kann z. B. durch Einschalten eines Widerstandes mit negativem Temperaturkoeffizienten (R_3) geschehen.

Ermittlung verschiedener Konstanten des Systems

Für die weiter unten folgende Fehlerbetrachtung ist es nützlich, verschiedene Konstanten der Meßanordnung zu kennen, deren Ermittlungsgang und Zahlenwerte hier angegeben seien.

Die mittlere Kraftflußdichte B am Spulenort kann aus der Beziehung $M_k = I n F B$ berechnet werden, in der M_k das kompensierende Moment bedeutet. Ohne Nebenschluß zur Drehspule ist der Grad der Kompensation so hoch, daß wir mit guter Näherung $M_k = M_a$ setzen dürfen. Den Zusammenhang zwischen M_a und I liefert die Kalibrierung. Mit $I/G = 2,02$ mA/mp ergibt sich für eine Lastarmlänge von 8,0 cm

$$\frac{M_k}{I} = nFB \approx 3,9 \text{ dyn cm/mA}$$

und bei einer Windungszahl $n = 100$ sowie einer Spulenfläche $f = 3,80 \text{ cm}^2$ erhält man

$$B \approx 100 \text{ Gauß}.$$

Die Induktivität L_1 und L_2 wurden mit einem Induktivitätsmeßgerät bei so niedriger Frequenz bestimmt, daß eine Fälschung durch die Spulenkapazitäten außer Ansatz bleiben durfte. Es ergab sich

$$L_1 = 0,13 \text{ mH}$$

$$L_2 = 0,21 \text{ mH}.$$

Zur Bestimmung der Gegeninduktivität L_{12} bzw. der Konstanten k wird die Feldspule mit Wechselstrom einer Frequenz von 100 kHz erregt und die an der Drehspule auftretende Spannung als Funktion des Drehwinkels gemessen. Es gilt

$$U_2 = -L_{12} \frac{dJ_1}{dt}; \quad U_1 = -L_1 \frac{dJ_1}{dt}, \quad \frac{U_2}{U_1} = \frac{L_{12}}{L_1}.$$

Unter Berücksichtigung von $L_{12} = k^* \sqrt{L_1 L_2} \sin \beta$ erhalten wir

$$k^* = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \frac{U_2}{U_1 \sin \beta} \approx \frac{1}{U_1} \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \frac{U_2}{\beta}.$$

Mit den Werten für L_1 und L_2 sowie einer Primärspannung von 0,079 V ergibt sich

$$k = 10 \text{ Volt}^{-1} \cdot \frac{U_2}{\beta}.$$

$U_2 = f(\beta)$ ist in Abb 5 aufgetragen. Aus dem Diagramm entnimmt man $U_2/\beta = 0,0029 \text{ V/Rad}$.

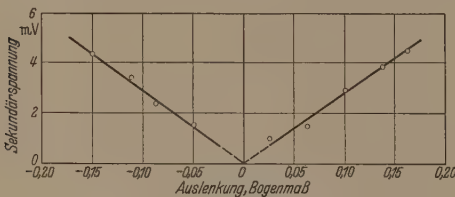


Abb. 5. Spannung an der Drehspule als Funktion der Balkenneigung.

Damit ergibt sich

$$k^* = 0,29.$$

Zur Ermittlung des Übersetzungsfehlers gehen wir aus von der Momentengleichung

$$M_a + \{D_k + D_m + D_{el}\} \beta = 0$$

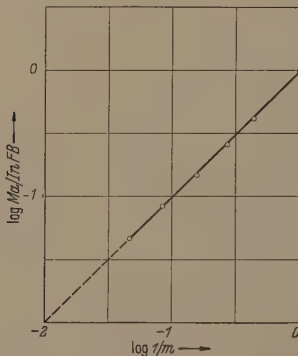


Abb. 6. Ermittlung des Übersetzungsfehlers.

Wir bringen nun einen variablen Nebenschluß zur Drehspule an. Während ursprünglich $D_k = VKnFB$ galt, wird nunmehr

$$D_k = \frac{VKnFB}{m}$$

und wir erhalten nach Umformung

$$\frac{M_a}{InFB} = -\frac{1}{m} - \frac{D_m + D_{el}}{VKnFB}.$$

Trägt man jetzt die linke Seite der Gleichung gegen $1/m$ auf, so liefert Extrapolation auf $1/m = 0$ den Übersetzungsfehler für $m = 1$. M_a bestimmt man aus dem Strom bei $m = 1$ unter Verwendung der ge-

wichtmäßigen Kalibrierung. Mit $M_a = 0,143 \text{ dyn cm}$ und $nFB = 3,9 \text{ dyn cm/mA}$ ergibt sich Abb. 6, deren logarithmischer Maßstab zwar nicht Extrapolation auf 0 aber eine Abschätzung von \bar{U} zuläßt. Hiernach ist

$$\bar{U} = \frac{D_m + D_{el}}{VKnFB} \approx 1 \cdot 10^{-3}.$$

Fehlereinflüsse des mechanischen und des elektrodynamischen Richtvermögens

Durch logarithmisches Differenzieren ergibt sich

$$\frac{dI}{I} = \frac{d_m(D_m + D_{el})}{VKnFB + D_m + D_{el}}.$$

Man erkennt, daß für $D_m + D_{el} \ll VKnFB$ der Fehlereinfluß des systemeigenen Richtvermögens dem Kompensations-Richtvermögen D_k umgekehrt proportional ist. Hohe Verstärkung und große Windungsfläche der Spule sowie hohe Induktion wirken sich daher günstig auf die Genauigkeit aus. Nun soll der Fehlereinfluß des Verstärkers diskutiert werden. Wir nehmen zunächst an, daß für eine Eingangswechselspannung $U_2 = 0$ kein Ausgangsstrom geliefert wird, d. h. die den Verstärker charakterisierende Gleichung kein absolutes Glied aufweist. In diesem Fall ergibt sich durch Differenzieren aus der Drehmomentengleichung

$$\frac{dI}{I} = \frac{d(VK)}{VK \left(1 + \frac{VKnFB}{D_m + D_{el}}\right)}.$$

Je kleiner das systemeigene Richtvermögen im Vergleich zum Kompensationsrichtvermögen ist, desto geringer ist der Einfluß von Verstärkungsschwankungen. Bei der verwendeten Schaltung ist nun aber die Beziehung $I = V \cdot U_2$ zwar angestrebt, jedoch nicht streng erfüllt. Vielmehr besteht ein zeitlich veränderliches absolutes Glied. Wir können dieses auf den Eingang der Verstärkerschaltung zurückrechnen, oder hilfsweise annehmen, daß es von einer Verdrehung des Waagebalkens um den Winkel $\Delta\beta$ herrührt. Ein entsprechender Ausgangsstrom ergäbe sich z. B., wenn man bei festgehaltener Drehspule die Feldspule um den Winkel $-\Delta\beta$ verdrehte. Wir haben nunmehr beim kompensierenden Drehmoment statt β die Summe $\beta + \Delta\beta$ einzusetzen und erhalten

$$M_a = (\beta + \Delta\beta) (VKnFB) \left(1 - \frac{D_m + D_{el}}{VKnFB} \frac{\beta}{\beta + \Delta\beta}\right),$$

$$I \approx \frac{M_a}{nFB} \left(1 + \frac{D_m + D_{el}}{VKnFB} \frac{1}{1 + \Delta\beta/\beta}\right).$$

Die störende Änderung $\Delta\beta$ bzw. das zeitlich veränderliche absolute Glied in der Gleichung für den Verstärker geht demnach nur in den Übersetzungsfehler ein. Die Störung ist belanglos, wenn $D_m + D_{el} \ll VKnFB$ und unwirksam für $D_m + D_{el} = 0$ d. h. für ein astatisches Waagensystem. Da sich in diesem Fall auch die Schwankungen von K und V nicht mehr auf die Anzeige auswirken, ist Astasierung sehr erwünscht.

Astasierung des Waagensystems

Astasierung bedeutet $D_m + D_{el} = 0$, d. h. indifferentes Gleichgewicht des Systems bei ausgeschalteter Kompensation und ist erreichbar durch

$$a) D_m = D_{el} = 0 \quad \text{oder} \quad b) D_m = -D_{el}.$$

) Das mechanische Richtvermögen beruht einerseits auf dem elastischen Verhalten der zur Aufhängung dienenden Spannbänder, andererseits auf dem Abstand zwischen Schwerpunkt und Drehachse des Waagebalkens. Die erste Ursache wird wiedergegeben durch $M_1 = D_1 \cdot \beta$ (beispielsweise $D_1 = -9 \cdot 10^{-5}$ cm p pro Grad) für das bei dem vorliegenden Versuchsmodell verwendete Band. Für die zweite gilt $M_2 = D_2 \cdot \beta = G h \sin \beta$. G ist das Gewicht des Balkens ohne Last und Gegengewicht, h der Schwerpunktsabstand. Die Last wird zweckmäßig von einem Gehänge getragen, das ihren Zug auf eine am Balken befestigte Schneide überträgt. Auf diese Weise wird kein Drehmoment von der Aufhängung an den Balken weitergegeben. Richtet man es so ein, daß sich durch den Schwerpunkt des Gegengewichtes, die Drehachse und die Schneidenante eine Ebene legen läßt, dann ist das System im indifferenten Gleichgewicht. Um das Richtvermögen der Bänder auszugleichen, schafft man nun künstlich eine Labilität, indem man z. B. am Waagebalken kleine drehbare Metallfähnchen befestigt, die man so weit aufwärts wendet, bis der gewünschte Zustand erreicht ist. Als Anhalt dient dabei die Schwingungsdauer des Balkens (Veränderung der Schwingungszeit um den Faktor 10 bedeutet Reduktion des Richtvermögens auf ein Hundertstel). Die Astasierung ist streng genommen nur für sehr kleine Winkelintervalle durchführbar, denn sie verlangt, daß $\beta = \sin \beta$ ist. Mit wachsendem Ausschlag wächst β stärker an als $\sin \beta$, d. h. das System wird wieder stabil. Im praktischen Gebrauch wird aber der Waagebalken nie stärker als um ein Grad ausgelenkt, während für einen Unterschied zwischen D_1 und D_2 von $1/_{100}$ bereits ein Ausschlag von zehn Grad notwendig ist. Bei verschwindendem elektrodynamischen Richtvermögen kann also der Übersetzungsfehler durch eine rein mechanische Maßnahme beseitigt werden.

Allerdings ändert sich der Grad der Astasierung mit der Temperatur, da sich im allgemeinen der Schubmodul der Bänder bei Temperaturvariation in einem anderen Verhältnis verändern wird, als der Abstand Drehachse zu Schwerpunkt des Balkens. Hier ist jedoch leicht ein Abgleich möglich. Denkbar ist z. B. die Anwendung von Bimetallfähnchen zur Labilisierung. Die mechanische Astasierung bringt indessen folgenden Nachteil mit sich: Während die Anzeige bei indifferentem Gleichgewicht des Balkens ($h = 0$) in gewissen Grenzen unabhängig vom Neigungswinkel der Waage ist, da sich die Drehschule immer unter einem vom äußeren Drehmoment geringfügig abhängigen Winkel zur Feldspule einstellt, und diese beim Neigen der Waage gemeinsam mit dem Abspannpunkte der Bänder verdreht wird, tritt bei künstlicher Labilität ein Drehmoment $M_N = G \cdot h \sin \gamma$ auf, wenn γ den Neigungswinkel bedeutet. Die hiermit gegebene Lageabhängigkeit der Anzeige stört im allgemeinen nicht, weil die Waage an einem ruhigen Ort steht. In Sonderfällen der Anwendung könnte sie von Belang sein.

Als nächstes soll untersucht werden, unter welchen Bedingungen das elektrodynamische Richtvermögen D_{el} a) zu Null gemacht oder — b) bei Anwendung zur Astasierung — konstant gehalten werden kann.

Das elektrodynamische Richtvermögen

Die in L_2 induzierte EMK ruft einen Strom hervor, dessen Betrag und Phasenverschiebung gegenüber dem Primärstrom von der Belastung der Spule abhängen. Dieser Sekundärstrom erzeugt im hochfrequenten Magnetfeld ein Drehmoment [8]. Seine Ableitung nach dem Drehwinkel stellt das gesuchte Richtvermögen dar. Es gilt, wenn Φ_2 den Kraftfluß durch die Drehschule und S den Scheinwiderstand der Drehschule bedeuten,

$$M_{el} = \frac{d}{d\alpha} (\Phi_2 i_2) = \\ = \frac{\omega}{S} \cdot I_{10}^2 \cdot \sin \omega t \cdot \cos (\omega t + \varphi) \frac{d}{d\alpha} (L_{12}^2)$$

und im zeitlichen Mittel

$$\bar{M}_{el} = -\frac{1}{2} I_{10}^2 \frac{\omega}{S} \cdot \sin \varphi \frac{d}{d\alpha} (L_{12}^2).$$

Es sei wieder $L_{12} = k^* \sqrt{L_1 L_2} \cos \alpha$ und man erhält für das Drehmoment

$$\bar{M}_{el} = -\frac{1}{2} k^{*2} L_1 L_2 \cdot I_{10}^2 \frac{\omega}{S} \sin \varphi \sin 2\alpha$$

und für das Richtvermögen

$$D_{el} = \frac{d\bar{M}_{el}}{d\alpha} = -k^{*2} \cdot I_{10}^2 \frac{\omega}{S} L_1 L_2 \sin \varphi \cos 2\alpha.$$

Bei Ruhestellung des Balkens ($\alpha = 90^\circ$) ergibt sich

$$D_{el} = k^{*2} I_{10}^2 L_1 L_2 \frac{\omega}{S} \sin \varphi \quad \text{und wegen } L_{12} = 0,$$

$$D_{el} = k^{*2} U_{10} \frac{L_2}{L_1} \frac{1}{\omega S} \sin \varphi.$$

Man erkennt, daß $D_{el} \rightarrow 0$ auf drei verschiedenen Wegen erreicht werden kann.

1. $U_{10}^2 \rightarrow 0$. Bei Konstanz aller anderen Parameter ist D proportional zu U_{12} . Daher nimmt das Richtvermögen schneller ab, als die Primärspannung und so kann eine wesentliche Reduktion des Fehlerinflusses bei mäßigem Verlust an Empfindlichkeit erzielt werden.

2. $R = \infty$. Realisierbar ist dies durch Anschluß eines Parallel-Resonanzkreises hoher Güte im Eingang des Verstärkers. Indessen wird bei dieser Anordnung höchstens ein Signal der Größe e empfangen, Resonanzüberhöhung ist nicht möglich.

3. $\sin \varphi = 0$. Dies kann durch Abstimmen der Drehschule auf Resonanz mit Hilfe eines Kondensators C_2 erreicht werden. Hierbei wird das Signal wesentlich überhöht. Setzt man Konstanz von ω voraus, so ist der Resonanzfall besonders günstig.

Wenn man das elektrodynamische Richtvermögen einer für $\omega = \omega_0$ auf Resonanz abgestimmten Spule als Funktion von ω aufträgt, so ergibt sich der in Abb. 7 gezeigte Verlauf. Im Beispiel ist $L_1 = 0,13$ mH, $L_2 = 0,21$ mH, $C_2 = 71,2$ pF, $R = 20 \Omega$. Für $\omega < \omega_0$ ist das Richtvermögen positiv, als labilisierend. Es besitzt ein Maximum wenig unterhalb ω_0 , fällt steil nach rechts ab, wird bei $\omega = \omega_0$ zu Null und verläuft für wachsende ω etwas symmetrisch zum linken Teil. Im gleichen Diagramm ist die Kurve $K = f(\omega)$ aufgetragen. Diese hat ihr Maximum bei $\omega = \omega_0$ und Wendepunkte bzw. maximale Steigung in der Gegend der Maxima der ersten Kurve, während diese ihren mittleren Wende-

punkt am Ort des Maximums der 2. Kurve besitzt. Demnach bedeutet Einstellung auf Resonanz:

1. Hohes Übertragungsmaß, geringfügige Änderung des Übertragungsmaßes mit der Frequenz.
2. Elektrodynamisches Richtvermögen = 0, jedoch stark abhängig von der Frequenz.

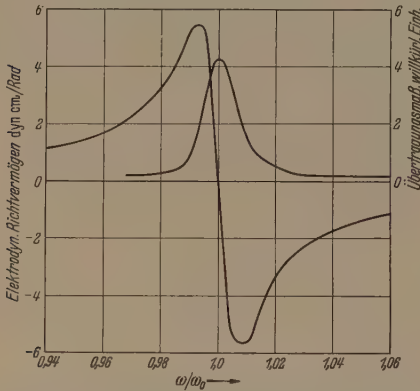


Abb. 7. Elektrodynamisches Richtvermögen und Übertragungsmaß in Abhängigkeit von der Frequenz bei kapazitiv geschlossenem Spulenkreis.

Fall 2 bedeutet einen Nachteil für Messungen, bei denen das elektrodynamische Richtmoment eine Rolle spielt, da im Übersetzungsfehler zwar V und K sich nur wenig ändern, hingegen D_{el} sein Vorzeichen wechseln kann. Legt man aber ω ins Maximum von D_{el} ($\omega = \omega_R$), dann ist die Größe des elektrodynamischen Richtvermögens wenig empfindlich für Schwankungen von ω , K indessen ändert sich bei Frequenzschwankungen erheblich.

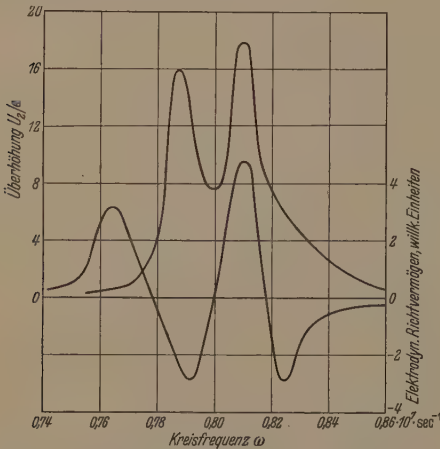


Abb. 8. Elektrodynamisches Richtvermögen und Überhöhung U/e in Abhängigkeit von der Frequenz bei angeschlossenem zweiten Resonanzkreis.

Abhilfe läßt sich einmal dadurch schaffen, daß man die Übertragungseigenschaften des Verstärkers, d. h. V in geeigneter Weise frequenzabhängig macht. Hierzu ist ein Resonanzkreis einzuschalten, der von der Drehspule durch eine Verstärkerröhre entkoppelt ist, und dessen Maximum bei gleicher Dämpfung, wie sie auch der Drehspulkreis besitzt, mit dem Maximum des letzten symmetrisch zum Maximum des Richtvermögens liegt. Der resultierende Frequenzgang des gesamten Übertragungsmaßes hat in diesem Fall eine Einsattelung bei ω_R und das Über-

tragungsmaß ist an dieser Stelle nur wenig frequenzabhängig.

Zum anderen läßt sich ein Maximum des Übertragungsmaßes bei ω_R auch durch einen zweiten Resonanzkreis gleicher Abstimmung wie der Spulenkreis erzielen, den man mit Hilfe eines kleinen Kondensators C_k lose an die Drehspule ankoppelt. Abb. 8 zeigt für ein solches „Bandfilter“ die Kurven $U/e = f_1(\omega)$ und $D_{el} = f_2(\omega)$. Tatsächlich finden sich Maxima von U_2 und D_{el} bei der gleichen Frequenz, so daß Richtvermögen und Übertragungsmaß gleichzeitig in gewissen Grenzen frequenzunabhängig sind. Schließlich ist eine Kompensation des Frequenzfehlers für einen kleinen Bereich auch ohne Hilfskreise durch geeignete Wahl von ω möglich.

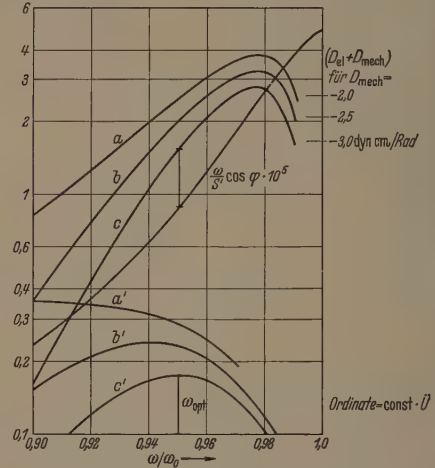


Abb. 9. Ermittlung der günstigsten Betriebsfrequenz.

Hierzu müssen wir den Übersetzungsfehler betrachten.

$$\dot{U} = \frac{D_m + k^* \frac{L_2}{L_1} \frac{U_{10}^2}{\omega S} \sin \varphi}{V_n F B U_{10} \omega k^* \sqrt{L_1 L_2} \frac{L_2}{L_1 S} \cdot \cos \varphi}$$

Es soll für gegebene U , L_1 , L_2 jenes ω gesucht werden, für das die Änderung des Bruches bei Frequenzvariation möglichst klein ist. Diese Aufgabe wird zweckmäßig graphisch gelöst. Man trägt wie dies in Abb. 8 geschehen ist, den Nenner auf halblogarithmisches Papier auf und außerdem eine Kurvenschar für den Zähler mit D_m als Parameter. Die Differenzkurven, die man leicht zeichnen kann, haben Maxima, deren Abszissen jeweils der gesuchten Frequenz entsprechen. Man erkennt, daß diese Maxima mit wachsendem D_{el} nach rechts in das Gebiet hohen Übertragungsmaßes wandern. In diesem Fall ist also ein mechanisches Restmoment erwünscht, um ohne allzu großen Verlust an Übertragungsmaß Konstanz des Übersetzungsfehlers zu erreichen.

Einfluß der Oszillatorspannung auf den Übersetzungsfehler

Der Ausdruck

$$\dot{U} = \frac{D_m + k^* \frac{L_2}{L_1} \frac{U_{10}^2}{\omega S} \sin \varphi}{V_n F B U_{10} \omega k^* \sqrt{L_1 L_2} \frac{L_2}{L_1 S} \cdot \cos \varphi}$$

ändert sich bei Variation der Oszillatorspannung einmal wegen des quadratisch mit U wachsenden elektrodynamischen Richtvermögens, zum anderen wegen der mit U linear zunehmenden Sekundärspannung. Wir schreiben den Ausdruck vereinfachend um zu

$$\ddot{U} = \frac{A + BU_{10}^2}{C \cdot U_{10}}$$

und erhalten durch Nullsetzen des ersten Differenzialquotienten die Bedingung $U_{10}^2 = A/B$ für Konstanz des Übersetzungsfehlers. V wird hierbei als konstant vorausgesetzt. Dies läßt sich sowohl im Hinblick auf Schwankungen der Versorgungsspannungen und Halterung der Röhre als auch auf Schwankungen der Frequenz durch Gegenkopplung in ausreichendem Umfang gewährleisten [9]. Einsetzen der ursprünglichen Größen führt auf

$$U_{10}^2 = \frac{D_m}{k^2 \frac{L_2}{L_1} \frac{\sin \varphi}{\omega S}}$$

Es ist somit möglich, den Übersetzungsfehler sowohl von der Frequenz als auch von der Spannung des Oszillators in gewissen Grenzen unabhängig zu machen. Damit ist dieser Fehler nunmehr bis auf einen kleinen unbestimmten Rest berechenbar. Gelingt es die Auswirkung aller eingehenden Fehler auf 10 % zu beschränken, so ist damit eine Dezimale gewonnen. Beträgt der Übersetzungsfehler z. B. 10 %, so wird die Meßunsicherheit auf 10^{-4} verringert. Dies gilt allerdings nur bei Konstanz des magnetischen Gleichfeldes oder entsprechender selbsttätiger Korrektur, sowie bei Beherrschung der Fehler, die durch Änderung der Abmessungen eintreten. Bei einem Meßbereich von 10 mp wäre dann grundsätzlich das μp noch auflösbar. Hiermit geht das Auflösungsvermögen der Waage allerdings weit über dasjenige anzeigender oder schreibender Meßgeräte hinaus.

Zusammenfassung

Es wird über das Versuchsmodell einer verbesserten elektrischen Mikrowaage berichtet, bei dem durch konstruktive und schaltungstechnische Maßnahmen eine Nullpunktskonstanz von $0,1 \mu p$ über mehrere Stunden erreicht worden ist. Die Waage arbeitet mit selbsttätiger Kompensation und besitzt im empfindlichsten Bereich mit $10 \text{ skt}/\mu p$ einen Übersetzungsfehler von nur 1 %. Bei herabgesetzter Empfindlichkeit, d. h. bei $1 \text{ skt}/\mu p$ ist der Übersetzungsfehler etwa 10^{-4} . Die Schwankungen dieser Größe können bei geschickter Wahl der Parameter weitgehend ausgeschaltet werden, so daß eine relative Unsicherheit von 10^{-4} in der Anzeige eines äußeren mechanischen Momentes möglich erscheint.

Für großzügige Förderung der Arbeit bin ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu Dank verpflichtet. Der Firma Sartorius A. G. Göttingen danke ich für die Überlassung einer mechanischen Mikrowaage, meiner Frau, Dr. rer. nat. ERIKA GAST, für wertvolle Hilfe. Mechanischer und elektrischer Teil der Waage wurden im Privatlaboratorium des Verfassers in der Klausenmühle bei Bensheim hergestellt. Die Erprobung im Dauerversuch geschah im Institut für technische Physik der Technischen Hochschule Darmstadt, dessen Leiter, Herrn Prof. Dr. HEILWEGE ich für erwiesenes Entgegenkommen danke.

Literatur. [1] VIEWEG, R. und Th. GAST: Kunststoffe 34 117 (1944). — [2] GAST, Th.: Arch. el. Übertragung 1, 114 (1947). — [3] GAST, Th.: Chemie Ingenieur Technik 24, 505 (1952). — [4] WEST, J. J., G. W. RATHENAU, E. W. GORTER und G. W. VAN OOSTEROUT: Philips' Techn. Rundschau 13, 361 (1952). — [5] SINGER, S.: Z. techn. Phys. 21, 175 (1940). — [6] MERZ, L.: A T M Z 64—2, Februar 1937. — [7] siehe z. B. SCHWEIZERHOF, S.: Z. techn. Phys. 24, 218 (1943). — [8] BLAMBERG, E.: ATMI 743—1 Januar 1933. — [9] ROTHE, F. u. W. KLEEN: Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, Leipzig 1948.

Prof. Dr.-Ing. THEODOR GAST,
Klausenmühle über Bensheim, Bergstr.

Chromatographische Untersuchung des Verklebungsvorganges bei Papieren

VON HANS KLINGELHÖFFER

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 12. Dezember 1955)

Die Verfahren der Papierchromatographie sind als analoge Vorgänge zum Wegschlagen des Klebstoffes in Papier auffaßbar. Sie sind daher geeignet, das Verhalten der Klebstoffe insbesondere auch beim Zusammentreffen mit Druckfarben u. a. u. zu kennzeichnen. Schließlich bieten sie die Möglichkeit, Klebstoffgemische zu analysieren.

Die Papierchromatographie und die verwandten Verfahren der Adsorptionsanalyse bedienen sich bestimmter saugfähiger Papiere zur Trennung von Lösungsgemischen. Physikalisch gesprochen werden hierbei Verteilungsprozesse des löslichen Stoffes an 2 Phasen beobachtet. Die Cellulosefaser des Papiers wirkt als feste Phase, als flüssige Wasser. Es können die Verhältnisse auch so liegen, daß eine Phase das an der Zellstoff-Faser adsorbierte Wasser bildet, während die andere ein mit Wasser nicht mischbares Lösungsmittel ist. Derartige Verfahren wurden mit großem Erfolg seit langem zur Trennung von Aminosäuren, vielen anderen Naturstoffen und

synthetischen Farbstoffen angewandt. Dabei konnte man vielfach von der einfachen Kapillaranalyse ausgehend nach chromatographischen Gesichtspunkten verfeinerte Ergebnisse erhalten [1].

Die Papierverarbeitungstechnik kann aus den Erfahrungen der Chromatographie unmittelbar Gewinn ziehen, da sie grundsätzlich gleiche Vorgänge z. B. bei der Verklebung, Veredelung und dem Bedrucken von Papieren technisch beherrschen muß. Was bei der Chromatographie experimentelles Hilfsmittel ist, stellt auf diesem Anwendungsgebiet die technische Aufgabe dar. Im folgenden soll insbesondere der Verklebungsvorgang unter diesem Gesichtswinkel betrachtet werden, in der Hoffnung, die dabei wichtigen Vorgänge der Trennung von Klebstoffbestandteilen und des Wegschlagens von Lösungsmitteln in das Papier im einzelnen erkennen und dadurch ausgelöste Folgen voraussagen zu können.

Als Klebstoffe kommen chemisch sehr unterschiedliche Stoffe pflanzlichen, tierischen und synthetischen Ursprungs in Frage, die durch gemeinsame physikalische Eigenschaften, nämlich hohe Adsorptions- und Kohäsionskraft gekennzeichnet sind. Von Sonderfällen abgesehen werden die technischen Klebstoffe für die Papierverarbeitung in wäßriger Lösung, mit organischen Lösungsmitteln oder als wäßrige Dispersionen eingesetzt. Nach ihrem Auftrag in der Verarbeitungsmaschine schlägt die Flüssigkeit in das Papier weg. Ob sie dann anschließend verdampft oder bis zu den nächsten Arbeitsvorgängen in dem Papier aufgespeichert wird, ist für die

dürfte am einfachsten auszuführen sein und auswertbare Ergebnisse liefern. Die Ansauggeschwindigkeit für Wasser (Abb. 1a), das mit scharf begrenzter, gerader Front vordringt, wird wesentlich verringert, wenn dem Wasser eine Klebstoffdispersion beigegeben wird (Abb. 1b). Im einzelnen mögen dabei je nach der verwendeten Klebstoffsorte unterschiedliche Einflüsse wirksam werden, wie z. B. Änderung des p_H -Wertes, Ansaugen von Emulgatoren u. a. Vor allem bildet sich aber in der Regel an den Saugstellen in zunehmender Stärke die Ablagerung des dispergierten Klebstoffes, der wegen seiner erheblichen Teilchengröße in dem Papierstreifen nicht hochsteigen kann. Die Klebstoffverankerung durch wandlungsfähige Bestandteile fehlt. Liegt dagegen ein Klebstoff in wäßriger Lösung vor, so entscheidet das Verhältnis der Wasseradsorption an Papierfaser [3]

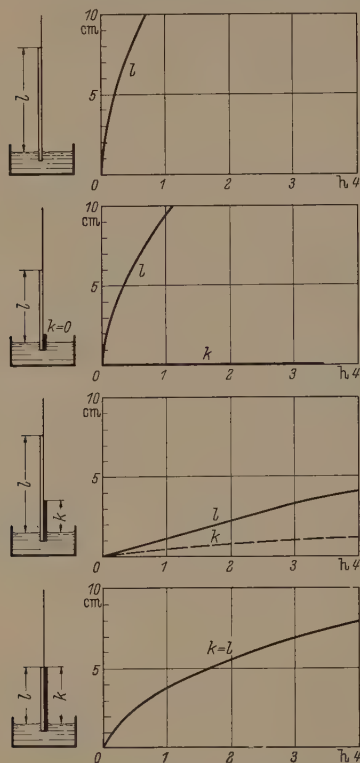


Abb. 1. Steiggeschwindigkeitskurven. (Steighöhe l : Klebstoff; Steighöhe k : Lösungsmittel). a) dest. Wasser; b) Kunststoffsdispersion 10%lg; c) Dextrinlösung, 25%lg; d) Kaseinlösung, 25%lg.

Entwicklung der Anzugsklebkraft unwesentlich. Diese wächst vielmehr entsprechend der zunehmenden Zähigkeit, d. h. Kohäsion des Klebstoffes in dem Klebspalt zwischen den beiden zu verbindenden Papierlagen [2]. Geschwindigkeit und Art der Trennung des Lösungsmittels vom Klebstoff nach dem Auftrag können aus der Darstellung der Saughöhe in Abhängigkeit von der Zeit abgelesen werden (Abb. 1). Zur Aufnahme dieser Kurven wurden 20 mm breite Streifen eines in der Papierchromatographie üblichen Analysenpapiers (Schleicher & Schüll 598 G) senkrecht in einem Standglas aufgehängt, das etwa 30 mm hoch mit dem zu untersuchenden Klebstoff gefüllt war. Der Papierstreifen taucht etwa 10 mm in die Lösung ein und ist im übrigen von einer Luftfeuchtigkeit umgeben, die dem Dampfdruck der Klebstofflösung entspricht. Diese sog. „aufsteigende Methode“

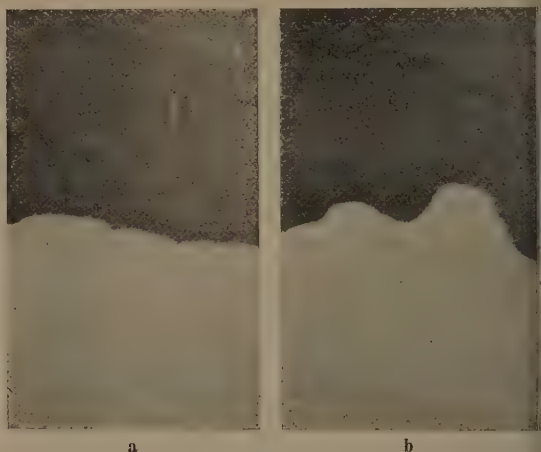


Abb. 2. Saugfronten-Formen. (Klebstoffanstieg von unten; Durchlichtaufnahme). a) Dextrinlösung, 25%lg; b) Kaseinlösung, 25%lg.

und der am Klebstoff den weiteren Ablauf. Bei Dextrinlösungen (Abb. 1c) trennt sich von einer konzentrierten Klebstofflösung Lösungswasser ab, das nur in geringem Maße Klebstoffmoleküle gelöst enthält. Die Fronten beider Lösungen sind deutlich voneinander zu unterscheiden: die stark wäßrige Komponente verläuft ähnlich der Ansaugkurve des reinen Wassers, wenn auch wesentlich verlangsamt, während die klebstoffreichere Lösung nach einiger Zeit zum Stillstand kommt. Wird dagegen eine Klebstofflösung untersucht, die wie im Fall eines Kaseinklebers besonders fest das Lösungswasser bindet, so ist keine Trennung in verschiedene Fronten zu beobachten, sondern der Klebstoff schiebt sich gemeinsam mit seinem Lösungsmittel in dem Papier vor (Abb. 1d).

Eine qualitative Unterscheidung der Klebstoffe ist bereits nach der Form der Lösungsmittelfront möglich. Alle Klebstoffteile, die überwiegend Lösungsmittel enthalten und geringere Kohäsion zeigen, wandern in gradliniger, scharf begrenzter Linie aufwärts. Höchstens am Streifenrand liegen anormale Verhältnisse vor, die z. B. ein Voreilen des Lösungsmittels verursachen. Der erwähnte wäßrige Teil eines Dextrinklebers zeigt dagegen bereits eine wechselnd geformte Grenzlinie, die von Adsorptions- und Kohäsionskräften gemeinsam bestimmt wird (Abb. 2a). Eine Kaseinlösung schließlich dringt mit einer aus-

ebuchteten Begrenzung in rein zufälliger Weise vor, oft ganze Gebiete auslassend und nachträglich ausfüllend (Abb. 2b). Manche Klebstoffe erleiden in der Praxis je nach den Lagerungsbedingungen oft schon nach wenigen Tagen einen Qualitätsverlust. Die unterschiedlichen Frontlinienformen des frischen und des gealterten Klebstoffes können dann zur betrieblichen Überwachung dienen. Auch die Ansammlung von Klebstoff vor der Lösungsmittelfront kennzeichnet die stattgefundenen Verteilungsprozesse. Besonders die in organischen Lösungsmitteln zur Anwendung kommenden synthetischen Klebstoffe konzentrieren sich in einem breiten Bereich hinter der Lösungsmittelfront. Die Klebstoffe pflanzlichen Ursprungs führen im allgemeinen zu einem eng begrenzten Verdichtungsrand. Als Ursache ist die Viskositätssteigerung anzusehen durch Bestandteile, die eine größere Steiggeschwindigkeit haben als eine andere Komponente, an diese jedoch gebunden sind. Dann bildet die letztere die gemeinsame Frontlinie, vor der sich dauernd nachströmende Mengen der ersteren stauen.

Den geschilderten Vorgängen entsprechen die technologischen Folgerungen. In einem Papier mit hohem Saugvermögen wird nur ein Dispersionskleber oberflächlich konzentriert bleiben können, während die übrigen Sorten wegschlagen. Bei den Klebstoffen, die eine Abtrennung des Lösungsmittels zulassen, wird dieses sehr schnell das Papier durchdringen und später das gefürchtete Einrollen der Bögen veranlassen. Der Kaseinkleber, als Beispiel stark wasserbindender Klebstoffe, verankert sich bald mit den obersten Faserlagen des Papiers. Er kann andererseits während feuchter Lagerung mit voller Klebkraft das Papier durchschlagen. Ein derartiges Verhalten führt zu Schwierigkeiten, wenn eine einseitige Klebung gefordert ist, es kann jedoch auch sehr erwünscht sein, um etwa beim Hülsenwickeln mehrere Papierlagen zu einem einheitlichen Block zu verbinden. Die Abbindegeschwindigkeit ist um so größer, je schneller das Lösungsmittel bzw. Dispergierungswasser dem Klebstoff entzogen wird. Dies stimmt mit der Erfahrung an besonders schnell abbindenden Dispersions-Papierklebern überein. Durch Klimatisierung der Papierlagen, wie sie z. B. bei der Wellpappenfabrikation vor dem Klebstoffauftrag stattfindet, und durch Papierfaserveredlung vor der Blattbildung lassen sich die Aufsaugvorgänge auch von Seiten des Klebstoffträgers beeinflussen.

Ein anderer, praktisch wichtiger Verklebungsvorgang, der im Modellversuch vorgeklärt werden kann, ist der Rückstau des Lösungsmittels bei seinem Auftreffen auf die anderseitige Begrenzung der aufsaugenden Papierfläche. Abb. 3 zeigt die Verhältnisse für ein Gemisch aus 5 Komponenten mit relativ scharfen Frontlinien. Abgesehen von feineren Geschwindigkeitsunterschieden, die hier außer Betracht bleiben können, und dem baldigen Stehenbleiben der letzten, langsamsten Front strömen alle Teile mit gleichem Geschwindigkeitsverhältnis. Wiederholt man den Versuch mit einem abgekürzten Probestreifen, so zeigen alle Ansaugkurven einen scharfen Knick in dem Augenblick, wo die erste Lösungsmittelfront das Streifenende erreicht hat. Daran anschließende Diffusionsvorgänge treten kaum in Erscheinung. Dieses Verhalten hat zur Folge,

daß ein Klebstoff oder Farbstoff die Gegenfläche nicht erreichen kann, wenn er von einer Flächen- seite aufgetragen wird und das Lösungsmittel nicht durch Absaugen oder Verdunsten Platz macht.

Zur Auswertung solcher Versuche ist eine Kritik der Modellähnlichkeit notwendig, da im allgemeinen der Modellversuch mit wesentlich geringeren Klebstoffkonzentrationen als die praktische Papierverarbeitung auskommen muß. Man hat den analogen Fall bei der p_H -Messung an Papieren [4], die ja in noch stärker geänderten Verdünnungsverhältnis den Säuregrad des Papiers zu bestimmen sucht, als dieser in der Anwendung wirksam ist. Da außer dem p_H -Wert noch weitere chemisch-physikalische Bedingungen und die Kapillareigenschaften des Papiers das Klebstoffverhalten beeinflussen, wird man sich jedoch nicht mit der bewiesenen Ausführbarkeit der p_H -Messung zufrieden geben können, sondern aus stufenweiser Konzentrationsänderung auf das wirkliche Verhalten extra-

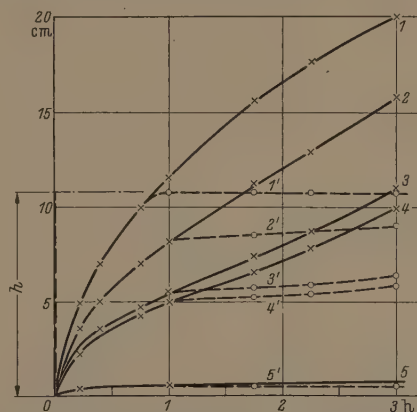


Abb. 3. Rückstau nach Erreichen der Saughöhenbegrenzung (gestrichelt: Kurvenverlauf bei einer Streifenlänge $h = 11$ cm).

polieren müssen. Besonders wertvoll ist letzten Endes die Bestätigung am technischen Fall, wie sie aus Mikrotomquerschnitten an beschichteten Papieren zu gewinnen ist [5].

Tabelle 1. Beispiele für Entwicklungsverfahren von Klebstoff-Chromatogrammen.

Klebstoff	Verfahren	Reaktion
<i>Tierische Klebstoffe</i> Haut-, Knochenleim	Biuret-Verfahren	blauvioletter Farbumschlag
Kaseinkleber	Adamkiewicz-Verfahren	rotvioletter Farbumschlag
<i>Pflanzliche Klebstoffe</i> Stärkekleber	Jod-Jodkalium-Lösung	Blaufärbung
Dextrinkleber	Jod-Jodkalium-Lösung	Braunfärbung
<i>Synthetische Klebstoffe</i> Polyvinyläther Polyacrylester	Äthyläther Polyacrylsäure	Löslichkeit Löslichkeit
<i>Weichmacher</i> Glycerin	UV-Licht	schwache Fluoreszenz hellblaue Fluoreszenz
Sorbit	UV-Licht	

Nicht immer sind die Klebstoffkomponenten in Saugstreifen einwandfrei zu erkennen, sondern sie werden oft erst nach einer sog. Entwicklung sichtbar. Als dafür in Frage kommende Reagenzien [6] stehen zunächst die gleichen zur Verfügung, die sich

zeichnung des mittleren p_H -Wertes gedacht sind, zeigt die Adsorptionsanalyse mittels ihnen in farbigen Fronten der aufsteigenden Klebstofflösung den Säuregrad der Einzelkomponenten. Wenn etwa ein an sich alkalischer Klebstoff durch Säurezusatz neutralisiert wurde, so kann es vorkommen, daß diese saure Komponente sich nach dem Klebstoffauftrag abtrennt und schneller in das Papier vordringt: das Streifendiagramm zeigt dann in der Randzone den sauren Charakter, im nachfolgenden Bereich die ursprüngliche basische Natur des Klebstoffs. In der technischen Anwendung klären sich dann Fälle, wo ein als Ganzes neutraler Klebstoff durch den saueren Bestandteil z. B. zur rückseitigen Verfarbung von Natronpapieren führt.

Eine systematische Erweiterung der bisher erwähnten Verfahren gelingt durch die Anwendung von mehreren Sorptionsvorgängen. Als Beispiel kann in Abb. 4 das Verhalten eines organisch gelösten Kunststoffs verfolgt werden. Nachdem in einem 1. Versuchsteil dieser nicht unähnlich dem Kaseinkleber in Abb. 1d zusammen mit seinem Lösungsmittel im Papier hochgestiegen ist, wird die Probe herausgenommen und getrocknet. Dabei entweicht das ursprüngliche Lösungsmittel. Als 2. Schritt kann nun ein neuer Ansaugversuch mit dem umgedrehten Streifen ausgeführt werden, wobei ein geeignet gewähltes Lösungsmittel sich von dem noch freien Streifenende her dem Klebstoffgebiet nähert. Ist der Klebstoff durch die auftreffende Flüssigkeit nicht lösbar, so bleibt diese entsprechend Abb. 3 stehen. Kommt es dagegen zur allmählichen Lösung, so beginnt die Lösungsmittelfront früher oder später von neuem zu steigen. Verharrungszeit und Steilheit des anschließenden Kurvenstückes kennzeichnen in meßbarer Weise den Lösungsvorgang. Dies dürfte ein Vorteil gegenüber qualitativen Löslichkeitsangaben sein, wie sie bisher zur Kunststoffanalyse dienen [7]. Vom Standpunkt der Klebstofftechnik zeigt das Bild der gegenläufigen Analyse darüber hinaus die Vorgänge beim Aufeinandertreffen verschiedener Veredlungsmittel. Z. B. kann danach beurteilt werden, ob ein Klebstoff eine bereits vorhandene Lackschicht anlösen und dadurch zum Haften bringen kann. Auch die Frage der Weichmacherwanderung aus einer Veredlungsschicht in die benachbarte fällt in diesen Bereich. So ergibt sich das Verhalten einer Klebstreifengummierung in Berührung mit einer weichgemachten Lackschicht aus dem Bild aufeinandertreffender Sorptionsfronten beider Stoffe.

Die Auswaschung von Druckfarben ist als schwerwiegende Gefahr bei schnellaufenden, selbstdruckenden Beutelmaschinen gefürchtet, in denen Bedruckung und Verklebung mit einem Zeitzwischenraum von einigen Zehntelsekunden aufeinander folgen. Aus der noch frischen Anilindruckfarbe werden dann einzelne Komponenten ausgezogen und bilden auf anliegenden Papierflächen z. B. den gelben Durchschlag eines roten Druckbildes. Der klärende Modellversuch kann entsprechend Abb. 5 angesetzt werden. Das chromatographische Bild läßt nicht, nur die wanderungswilligen Farbstoffteile erkennen, sondern weist auch auf die physikalischen Beeinflussungsmöglichkeiten hin. Entweder gelingt es, Partner mit geringer gegenseitiger Löslichkeit zu

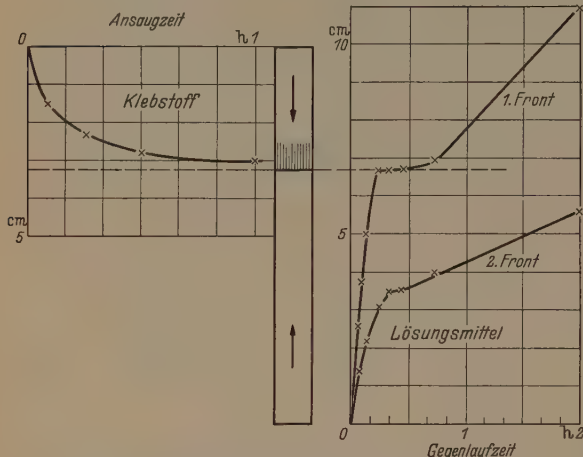


Abb. 4. Gegenläufige Sorptionsanalyse. (Klebstoff: Kunststoffs-Lösung; Lösungsmittel aus 2 Komponenten).

für Farbreaktionen zur summarischen Klebstoffanalyse bisher bewährt haben (Tab. 1). Sie werden nach Versuchsabschluß und fast völliger Trocknung der Saugstreifen mit einer Sprühflasche gleichmäßig verteilt ziemlich konzentriert aufgebracht. Aus Intensitätsunterschieden sind qualitative Rückschlüsse auf die Klebstoffverteilung zu ziehen. Bis-

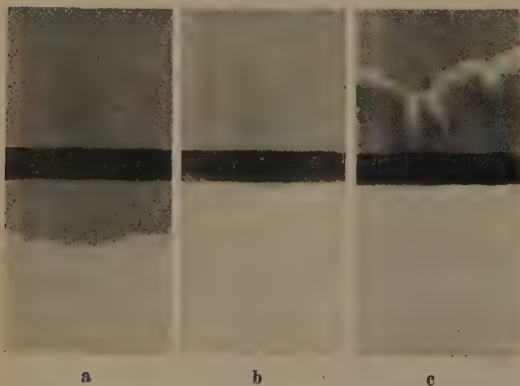


Abb. 5. Auswaschung einer Druckfarbe. (Druckfarbe: rote Anilindruckfarbe; Klebstoff: Dextrinlösung). a) Klebstoff-Front im Ansteigen; b) Klebstoff erreicht Druckfarbe; c) Auswaschung durch Klebstoff (gelber Rand, hellroter Mittelbereich, karminrote Druckfarbe).

weilen lassen sich auch länger dauernde Reaktionen nachweisen, die noch nach der Trocknung vor sich gehen. Solche sind z. B. häufig bei Dextrin-Stärke-Klebern und in der Praxis als Alterungserscheinungen der Klebstellen bekannt. Im allgemeinen wird es nötig sein, mehrere Saugstreifen vorzubereiten und mit verschiedenen Reagenzien zu besprühen. Als Sonderfall kann auch das Filtrierpapier vor dem Saugversuch z. B. mit einem p_H -Indikator angefärbt werden. Während solche Farbindikatoren zur Kenn-

den oder man wählt einen Klebstoff, der sein Lösungsmittel vergleichsweise fester gebunden hält. Nach der Theorie der Papierchromatographie kennzeichnen die Sorptionsisothermen diese Kräfte. Sie sind von der chemischen Natur des Klebstoffmoleküls und der Aufschlußart abhängig und können durch Zusatzstoffe verändert werden. Auch die Temperaturführung aller beim Verklebungsvorgang beteiligten Stoffe läßt sich mittels der Sorptionsisothermen angemessen ausrichten.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die hier genannten Modellversuche geeignet sind, Klebstoffe unbekannter Zusammensetzung zu analysieren. Damit wird nur das eigentliche Ziel der Papierchromatographie für den Fall der Klebstoffanalyse übernommen, allerdings dank des engen Anschlusses an die praktischen Verhältnisse in einer dem Techniker einleuchtenden Weise. Wie im oben genannten Beispiel einer unvollkommenen Neutralisierung zum Ausdruck kam, kann die Sorptionsanalyse Eigenschaften hervorheben, die im Klebstoff an sich kaum nachweisbar sind und erst bei dem Zusammentreffen mit den Papierfasern ganz wie im Anwendungsfall sich entwickeln.

Als Vorteil ist anzusehen, daß mit geringen Probenmengen gearbeitet wird. Notfalls reicht der Klebstoffauftrag einer Gummierungsschicht oder eines Klebspaltes aus, der dann durch das gewählte Lösungsmittel an den Filterpapierstreifen angeheftet wird. Über hierfür zweckmäßige Verfahren und Reagenzien wird an anderer Stelle berichtet werden.

Zusammenfassung

Die Ansauggeschwindigkeit und Wiederlösbarkeit von Klebstoffkomponenten an den Papierfasern bestimmt entscheidend den Verklebungsvorgang an Papieren. Das Wegschlagen des Lösungs- oder Dispergierungsmittels ist die Ursache der Zähigkeitserhöhung im Klebspalt, also der Entstehung der Haftkraft. Da analoge Vorgänge Gegenstand der chromatographischen Papieranalyse sind, können entsprechend angesetzte Modellversuche zur Aufklärung von Verklebungsfragen dienen. Beispiele von Versuchen über die Aufteilung von Klebstoffbestandteilen, das Vordringen der Lösungsmittelfronten in die zu verklebenden Papierschichten, den Klebstoffrückstau nach Erreichen der Gegenfläche, das Anlösen von vorausgegangenen Veredlungsmitteln und die Auswaschung von Druckfarben zeigen die praktische Verwertbarkeit des Untersuchungsverfahrens. Schließlich wird auf die besonderen Möglichkeiten von chromatographischen Klebstoffanalysen, selbst bei geringen Probenmengen, hingewiesen.

Literatur: CRAMER, F.: Papierchromatographie, 2. Aufl., Weinheim, 1953. — [2] BARTUSCH, W.: Verpackungs-Rdsch., 172 (1951). — [3] BACK, E. und B. LUNDIN: Svensk Papperstidning 58, 758 (1955). — 4. KORN, R. und F. BURSTALLER: Papier- und Zellstoff-Prüfung, 2. Aufl., Berlin/Göttingen/Heidelberg (1953). — [5] JAYME, G. und M. HARDERS-STEINHÄUSER: Das Papier 7, 1 (1953). — [6] DOLL, H.: Allg. Papier-Rdsch., 930 (1955). — 85 (1955). — [7] SAECHTLING, H.: Kunststoff-Bestimmungstafel, 2. Aufl., München 1954.

Dr.-Ing. habil. HANS KLINGELHÖFFER,
Papiertechnische Stiftung, München.

Konstruktion und Leistung neuer Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt *

VON A. SCHEIBE, U. ADELSBERGER, G. BECKER, G. OHL und R. SÜSS

Mit 17 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Vor einiger Zeit hat A. SCHEIBE [1] vergleichend untersucht, inwieweit die Quarzuhren der großen Staatsinstitute Deutschlands, Englands und der Vereinigten Staaten von Nordamerika das Ziel erreicht haben, Zeitstandards allerhöchster Konstanz zu sein. Er fand, daß man der Realisierung eines unveränderlichen Zeitmaßes wohl sehr nahe gekommen wäre, daß aber doch noch einiges zu wünschen übrigbliebe. Die Quarzuhren weisen allgemein eine „Alterung“ des täglichen Ganges g_n auf, die außerordentlich klein ist und in den Koeffizienten a_1, a_2, \dots einer Gangformel der Art

$$g_n = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + \dots, \quad (1)$$

worin n die laufende Zahl der Tage ist, wohl erfaßt werden kann, die aber für jede Quarzuhren Koeffizienten a_1, a_2, \dots verschiedenen Betrages ergibt und somit keinesfalls universell ist.

Diese individuelle Alterung ist daher ein starkes Hemmnis, in den Quarzuhren ein physikalisches Zeitnormal zu begründen. Ein solches Urteil beeinträchtigt jedoch nicht die dennoch außerordentlichen Leistungen der Quarzuhren, die sich z. B. auch in der

Gangkonstanz innerhalb kürzerer Meßintervalle von Stunden und Tagen dokumentieren, so daß zufällige Gangschwankungen in der Regel Beträge von $\pm 0,0001 \text{ sec/d}$ bis $\pm 0,00001 \text{ sec/d}$ (das sind 10^{-9} bis 10^{-10} der Tageslänge) nicht übersteigen.

Es ist eine offene Frage, ob es gelingen wird, die „Alterung“ der Quarzuhren gänzlich zu beseitigen. Sicherlich ist diese in ihren Ursachen letztlich noch nicht erkannt. Man kann jedoch bei einer Untersuchung dieser Erscheinungen mit einiger Sicherheit von der Hypothese ausgehen, daß ein erheblicher Betrag der „Alterung“ nicht dem Quarzstück selbst, das als Steuerquarz verwendet wird, zur Last gelegt werden darf, sondern durch äußere Einflüsse, wie schaltungs-mäßige Affizierung der Eigenfrequenz des Steuerquarzes, Nachwirkungen von Fehlbehandlungen des Quarzstückes beim Schliff usw., verursacht wird und somit dem Steuerquarz nicht eigentümlich, also keine „echte“ Alterung ist.

Als wir daher in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt vor einigen Jahren damit begonnen haben, das Laboratorium für Zeitmessung von Grund auf neu aufzubauen, prüften wir sehr ernsthaft die Frage, ob wir die bewährten Quarzuhren der früheren PTR einfach übernehmen sollten oder ob wir durch

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

eine Neuentwicklung wesentlicher Teile dieser Uhren versuchen sollten, zum mindesten die nicht echte „Alterung“ der Quarzuhr in ihren Ursachen zu finden und zu verringern. Wir entschieden uns schließlich für die Neuentwicklung, um so mehr als wir auch bezüglich des Baues des Quarzuhrenkellers und der sonstigen zu dem Betrieb der Quarzuhren notwendigen Meß- und Versorgungseinrichtungen die Erfahrungen weitgehend auswerten wollten, die A. SCHEIBE und U. ADELSBERGER [2] bei dem langjährigen Betrieb der PTR-Quarzhren in Berlin hatten sammeln können.

Wir haben in Verfolg dieser Absichten bisher die Quarzhren P 1, P 2 und P 3 gebaut und in Braunschweig in Dauerbetrieb genommen. Diese Quarzhren sind natürlich sukzessiv in Einzelheiten etwas unterschiedlich konstruiert, doch scheint es uns zu genügen, im folgenden nur einen Überblick über das allen drei Uhren Gemeinsame der Konstruktion zu geben, ohne auf die Varianten bei dieser oder jener P-Uhr besonders einzugehen.

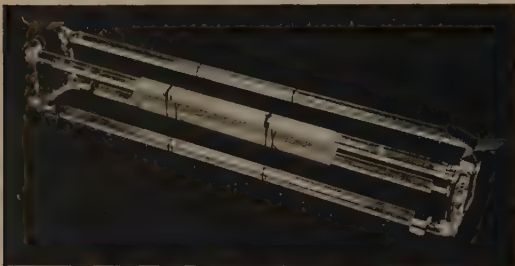


Abb. 1. Halterung des Quarzstabes.

Die Dimensionierung der Steuerquarze

Als Steuerquarze fungierten in den PTR-Uhren [3] Stäbe von quadratischem Querschnitt und einem Verhältnis der stehenden elastischen longitudinalen Halbwelle in der Achsenrichtung des Stabes zur Kante des Querschnittes wie 4:1. Die Orientierung der Kanten des Stabes lag in der Achsenrichtung des Stabes parallel zur elektrischen und in den beiden anderen Stabrichtungen parallel zur optischen und neutralen Achse des Quarzkristalles. An dem Dimensionsverhältnis wurde von uns im großen und ganzen nichts geändert. Gegenüber den Quarzplatten (GT-Schnitt, im allgemeinen bei den früheren englisch-amerikanischen Quarzhren bevorzugt) haben die Stäbe ein wesentlich besseres, d. h. größeres Verhältnis von Volumen/Oberfläche. Auf kleine Oberfläche im Verhältnis zu großer Masse wurde besonderer Wert gelegt, weil selbst bei einem schonenden Bearbeitungsprozeß eine gewisse Deformierung der an der Oberfläche liegenden obersten Schicht des Kristallgitters nach D'EUSTACHIO [4] unvermeidbar ist und hierin Ursachen einer „echten“ Alterung zu suchen sind.

Der Quarzstab wurde über den Handel bei reichlicher Zugabe in seinen Dimensionen vorgeschritten bezogen. Die endgültige Abgleichung seiner Größenverhältnisse durch Abschleifen, die nachfolgende Grob- und behutsame Feinätzung und die sehr sorgfältige Säuberung des Quarzstabes erfolgte in eigener Werkstatt.

Die Fadenhalterung

Der Quarzstab ist jetzt nicht mehr wie früher auf einem mit zwei Widerlagern versehenen Metallbügel festgebunden; er hängt vielmehr nach Abb. 1 am Orte seiner beiden Knotenebenen in zwei gegen einander wirkenden Schlaufen aus gealterten Perlonsfäden in einem aus vier Quarzglasstäben bestehenden Gestell. Die vier gebrochenen Längskanten des Stabes sind am Orte der elastischen Knotenebenen leicht eingekerbt, damit sich die Perlonschlaufen nicht verschieben können. Die Fäden sind ziemlich stramm gezogen und fixieren den Quarz in der vertikalen Richtung. Seitliche Verschiebungen des Stabes gegenüber dem Glasgestell und somit auch gegen die unten zu besprechenden Anregungselektroden treten bei vorsichtiger Handhabung der Halterung nicht auf. Nur bei schräger Lage verschiebt sich der Quarz unter leichter Dehnung der Fäden etwas in Richtung der Längsachse. Gegen diese Bewegungsfreiheit wurde halterungsmäßig nichts unternommen. Durch stabilen Aufbau der gesamten Quarzuhr, Aufstellung der Quarzuhr auf einem schweren, in gewachsenem Boden fundierten Betonsockel und Fernhaltung jeglicher Erschütterungen wurde jedoch versucht, von vornherein dieser „Anfälligkeit“ zu begegnen. Nach Versuchen ändern starke künstliche Lageverschiebungen, die in praxi nie eintreten können, die Frequenz nicht über $3 \cdot 10^{-8}$ ihres Wertes.

Das Quarzglasgestell mit Stab ist in ein evakuiertes Glasrohr, das Resonatorgefäß, eingeschoben und darin durch zwei Dreipunktlagerungen fixiert. Je einer der 3 Auflagepunkte der Dreipunktlagerung an jedem Ende des Gestelles ist federnd ausgebildet und verhindert eine Längsverschiebung in dem Resonatorgefäß.

Die Anregungselektroden

Wie die Fadenbindung, so änderten wir auch die Anordnung der Anregungselektroden. Bisher wurde der Quarzstab durch freitragende Elektroden, die die Quarzoberfläche in dem geringen Abstand von 1 mm kastenförmig umfingen und die sich innerhalb des Glasrohrs befanden, angeregt. Die Forderungen an die Stabilität der Lage des Quarzstabes relativ zu den Elektroden mußten des geringen Abstandes wegen außerordentlich hoch sein; dies sprach gegen eine Beibehaltung der alten PTR-Anordnung. Die naheliegende Alternativlösung, die Elektroden auf den Stab aufzumetallisieren, zieht eine zusätzliche Dämpfung und damit eine Güteverschlechterung unvermeidbar nach sich und erschien uns daher nicht empfehlenswert. Es war außerdem anzunehmen, daß auf der Oberfläche des schwingenden Quarzes aufmetallisierte Schichten selbst einen eigenen Anteil zur „Alterung“ beitragen würden. Infolgedessen behielten wir das Grundprinzip der alten Elektrodenanordnung bei, wählten jedoch einen bedeutend größeren Elektrodenabstand, indem wir sie aus dem Resonatorgefäß heraustraten und auf der äußeren Oberfläche des aus Hartglas bestehenden Resonatorgefäßes durch Einbrennen und galvanische Verstärkung in Form von Silberelektroden anbrachten. Die notwendige sehr gute Isolation der Elektroden gegeneinander wurde durch eine Silikon-

behandlung der Glasoberfläche erreicht. Abb. 2 zeigt das Resonatorgefäß mit den aufgesilberten Elektroden. Die Länge des Gefäßes beträgt bei P 1 bzw. P 2 etwa 200 bzw. 275 mm, der Durchmesser 30 bzw. 45 mm, die Wandstärke etwa 1,5 mm.

Eine nähere Untersuchung zeigte, daß der Quarzstab auch mit diesen weit abliegenden Elektroden leichter erregt werden kann. Die Elektroden der neuen Form sind rund; dadurch entfiel der bisherige Zwang, den Quarz durch Aufbinden auf eine starre Unterlage gegen kleine Verdrehungen seiner ebenen Flächen gegen die ebenfalls ebenen Flächen der Kastenelektroden zu sichern.



Abb. 2. Steuerquarz mit Anregungselektroden.

Die Frequenzabgleichung

Durch mechanisches Abschleifen eines Quarzstabes kommt man der vorgegebenen Sollfrequenz F , die bei einer Quarzuhr je nach Stabgröße und Teilungsverhältnis der Frequenz den täglichen Gang in sec/d bedingt, nur bis auf wenige 10^{-5} des Sollwertes nahe. Weitere Annäherung bis auf $1 \cdot 10^{-7}$ und weniger gelingt durch sorgfältige Feinätzung.

Die endgültige Frequenzübereinstimmung wird schließlich durch Beeinflussung der Eigenfrequenz des Stabes, durch „Ziehen“ erreicht. Üblicherweise geschieht das „Ziehen“ so, daß die Blindkomponente an die Anregungselektroden des Quarzstabes angeschlossenen Oszillatorschaltung geändert wird. Diese Methode hat Nachteile: Einmal sind an die Konstanz der zugehörigen Schaltelemente, z. B. eines Ziehkondensators, nicht geringe Anforderungen zu stellen und zum anderen sind vielfach Änderungen der Anfachung des Quarzes in der Oszillatorschaltung die Folge. Letzteres gilt vor allem für Schaltungen, in denen der Quarz in Parallelresonanz schwingt. Wir schlugen einen neuen Weg ein, durch Aufbringen von zusätzlichen „Regelelektroden“ auf das Resonatorgefäß das Schaltsystem der Anregung und das der Frequenzregelung galvanisch voneinander zu trennen und den Steuerquarz unmittelbar in seiner Frequenz zu beeinflussen. Bei dem in Abb. 2 gezeigten Quarz sind die beiden äußeren Elektroden als Regelelektroden für die Frequenzregelung und die anderen für die Quarzanregung bestimmt. Beide Regelelektroden sind miteinander verbunden und liegen über einen „Regelkondensator“ auf Nullpotential am Abschirmrohr des Resonatorgefäßes. Abb. 3 zeigt in einer Prinzipskizze die Schaltung der Elektroden in Verbindung mit dem Regelkondensator und den Zuleitungen zur Anode und zum Gitter des Steuerquarzsenders.

Abschirmrohr und Regelkondensator

Das Resonatorgefäß ist in dem in Abb. 4 gezeigten Abschirmrohr untergebracht, das auch den in ihm unmittelbar zwischen dem Resonatorgefäß (s. a. Abb. 6 rechts) und erster Rohrverjüngung untergebrachten Regelkondensator umschließt. Links an dem Abschirmrohr sind außerdem auf einer mit ihm verbundenen Grundplatte die wesentlichen Elemente des Steuerquarzsenders (s. a. Abb. 9) untergebracht. Steuerquarz, Regelkondensator und Steuerquarzsender bilden also eine sehr kompakte Baueinheit. Durch diese Anordnung ist kürzeste Verbindung

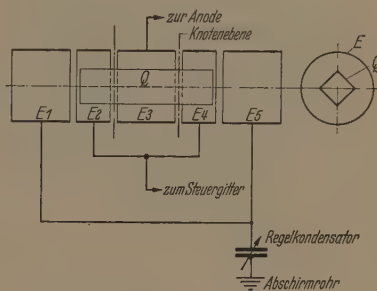


Abb. 3. Schaltung der Anregungselektroden mit Regelkondensator.

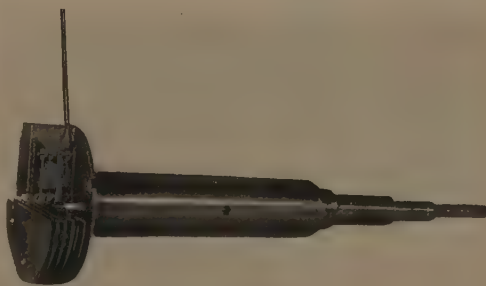


Abb. 4. Abschirmrohr für Steuerquarz mit Steuerquarzsender.

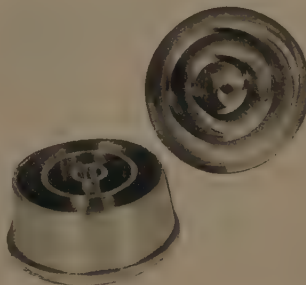


Abb. 5. Ring-Plattensysteme des Regelkondensators.

zwischen dem Steuerquarz und den zusätzlichen, frequenzbeeinflussenden Schaltelementen erreicht und höchstmögliche mechanische Unveränderlichkeit gesichert.

Der bewegliche Teil des aus zwei Ringkegeln, s. Abb. 5, bestehenden Regelkondensators liegt auf dem Nullpotential des Abschirmrohres; er kann mit

einem Präzisionsfeintrieb, zu dem die verjüngten Teile des Abschirmrohres in Abb. 4 rechts (s. a. Abb. 6) gehören, gegen den isolierten Stator geschraubt werden, der seinerseits mit den Regелеlektroden des Quarzstabes verbunden ist. Die Kapazität des „Ringkegelkondensators“ läßt sich von 12 pF bis etwa 200 pF verändern; dies entspricht einer gesamten Frequenzvariation von $-1,4 \cdot 10^{-6}$ der Frequenz F . Die relative Frequenzänderung ist dem Vorschub annähernd proportional. Ein nicht geringer Vorteil dieser Kondensatoranordnung besteht darin, daß eine eventuelle kleine Lageunsicherheit des beweglichen Kondensatorteils eine näherungsweise konstante Frequenzunsicherheit zur Folge hat, unabhängig von der jeweiligen Kapazität des Kondensators.

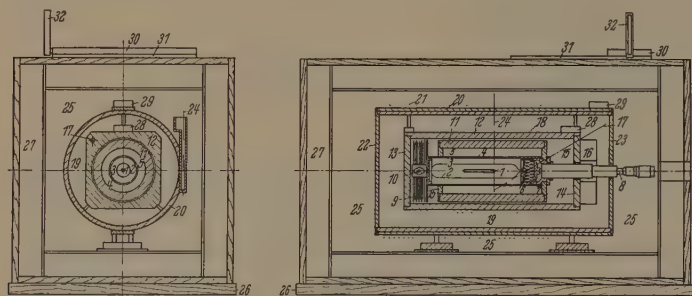


Abb. 6. Quer- und Längsschnitt durch Thermostaten.

Der Thermostat

Der Thermostat wurde nach dem bewährten PTR-Prinzip, die Temperaturkonstanthaltung über 2 Temperaturniveaus durchzuführen, wiederum in einen inneren (H_i) und einen äußeren (H_a) Thermostaten aufgeteilt. Abb. 6 läßt im Quer- und Längsschnitt die verschiedenen isolierenden und wärmeleitenden Hüllen erkennen. Die Hüllen und Schaltelemente 2—18 stellen den inneren, die Hüllen und Zubehörteile 19—32 den äußeren Thermostaten dar.

Die Zahlen kennzeichnen folgende Zuordnungen: 1 Quarzstab; 2 Glasgefäß des Steuerquarzes; 3 Luft; 4 Messingrohr; 5 Luft; 6 Regelkondensator, feststehender Teil; 7 Regelkondensator, horizontal verschiebbarer Teil; 8 Regelkondensator, Mikrometerspindel; 9 Festkapazitäten C_{30} , C_{31} , C_{40} , C_{41} ; 10 Steuersender-Röhre; 11 Alu-Gußrohr mit 3-Punktbefestigung; 12 H_i -Alu-Gußblock; 13 Deckel-Steuersenderseite; 14 Deckel-Verstärkerseite; 15 Wärmeisolation Isoflex; 16 Kupferkasten mit darin befindlicher Verstärker-Baueinheit (Trenn- und Meßverstärker); 17 Bohrung für H_i -Kontakt-Thermometer; 18 H_i -Heizwicklung; 19 Wärmeisolation-Isoflex; 20 H_a -Alu-Gußrohr; 21 H_a -Heizwicklung; 22 Deckel mit Heizwicklung H_a ; 23 Deckel mit Heizwicklung H_a ; 24 H_a -Kontakt-Thermometer-Bohrung; 25 Wärmeisolation-Isoflex; 26 H_a -Holzthermostat; 27 Holzthermostat — Zwischenräume mit Isoflex + Daunen ausgefüllt; 28 Thermoelementbatterie H_i -Niveau; 29 Thermoelementbatterie H_a -Niveau; 30 Thermoelementbatterie Bezugspunkt-Niveau; 31 Bezugspunkt (Al) auf dem Holzthermostaten; 32 Bezugspunkt-Thermometer.

Abb. 7 zeigt Hülle 20 des äußeren mit Hülle 12 des inneren Thermostaten, den Deckel 14 und die Mikrometerspindel 8; an Hülle 20 ist die Tasche für das H_a -Kontaktthermometer sichtbar. Hülle 12 wird über das in Bohrung 17 befindliche H_i -Quecksilberkontaktthermometer auf etwa 35° C, Hülle 20 über das H_a -Quecksilberkontaktthermometer auf etwa 33,5° C geheizt, Thermoelementbatterien bei

28, 29, 30 und ein Bezugsthermometer 32 dienen der Kontrolle der Temperaturdifferenzen.

Der Steuersender

Die Steuersender der PTR-Quarzuhren waren mit Steuerquarz zwischen Gitter und Kathode nach PIERCE-MILLER geschaltet. Der Quarzstab wird hierbei in Parallelresonanz erregt; seine Frequenz wird durch die unvermeidbaren, dem Quarzstab parallel liegenden Schalt- und Streukapazitäten affiziert. Wegen dieser Anfälligkeit, der wir jedoch durch einen mechanisch sicheren Aufbau aller Schaltelemente nebst Temperierung mit Erfolg entgegenwirken konnten, wählten wir für die PTB-Quarzuhr die PIERCE-Schaltung mit dem Steuerquarz zwischen Anode und Gitter; in dieser schwingt der Quarzstab in Serienresonanz. Eine besonders geringe Abhängigkeit der Frequenz von Kapazitäten und Betriebsspannungen des Steuersenders war theoretischen Überlegungen nach zu erwarten.

Zur Schaltungsart der sehr favorisierten Brückenanordnung nach MEACHAM [5] hatten wir uns nicht entschließen können. In dieser Anordnung wird der Quarzstab zusätzlich gedämpft; die Güte des Steuerquarzes wird unerwünscht auf die Hälfte des Erreichbaren herabgesetzt. Es ist weiterhin fraglich, ob bei der angestrebten außerordentlich geringen Belastung des Steuerquarzes eine ausreichend wirksame Amplitudenbegrenzung gefunden werden kann. Bei

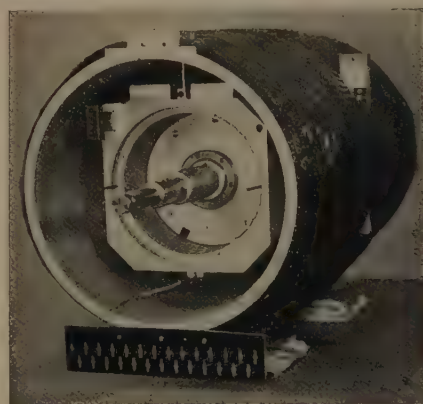


Abb. 7. Teilansicht der Thermostaten.

einer einfachen Einröhrenschaltung, wie der nach PIERCE sind außerdem vorkommende Phasenänderungen sehr viel geringer als bei der verhältnismäßig komplizierten MEACHAM-Schaltung. Wegen ihres hohen Stromverbrauches und der damit verbundenen Wärmeentwicklung der MEACHAM-Schaltung hätte zusätzlich die erprobte Unterbringung von Steuerquarz und Steuersender in einem einzigen Bauelement des inneren Thermostaten, und damit der hohe Temperaturschutz für den Steuersender aufgegeben werden müssen. Wir fürchteten also, experimentell Gesichertes gegen Ungesichertes eintauschen zu müssen.

Abb. 8 zeigt das Prinzipschaltbild der PIERCE-Schaltung in der für höchste Frequenzkonstanz besonders geeigneten Form ohne Induktivitäten. Durch ausreichend große Kapazitäten C_{40} und C_{44} lassen sich zufällige Kapazitätsschwankungen der Schaltung, wie sie insbesondere zwischen Gitter und Kathode der Röhre zu erwarten sind, genügend unwirksam machen. Gegenüber der PIERCE-MILLER-Schaltung mit Steuerquarz zwischen Gitter und Kathode hat die Schaltung außer dem Vorteil der Serienresonanzanregung noch zwei weitere wesentliche Vorteile. Einmal ist sie viel einfacher, platz-

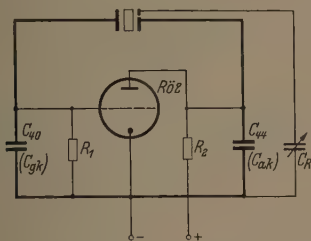


Abb. 8. Prinzipschaltbild des Steuersenders; C_{40} , C_{44} Rückkopplungskapazitäten; C_R Regelkondensator.

sparender und daher im Thermostaten mechanisch bequemer unterzubringen, weil im Anodenkreis die bei der PIERCE-MILLER-Schaltung notwendige dämpfungsarme und möglichst konstante große Induktivitätsspule fehlt und die Anodenkapazität C_{44} sehr klein gegenüber der Kapazität gehalten werden kann, die die PIERCE-MILLER-Schaltung benötigt. Zum anderen erlaubt es eine Parallelresonanzschaltung nicht, die in ihr dem Quarz parallel zu schaltende Kapazität zur Verringerung des Einflusses unvermeidbarer Kapazitätsschwankungen beliebig zu steigern. Je größer diese Kapazität ist, desto mehr ist die erzeugte Frequenz davon abhängig, daß die

Quarzgüte zeitlich unverändert bleibt. Mit einer vorzüglichen Gütekonstanz sollte aber von vornherein nicht operiert werden.

In den praktischen Ausführungen haben die Kondensatoren C_{40} ($= C_{gk}$) und C_{44} ($= C_{ak}$) Kapazitätswerte von je 200 bis 400 pF. Die Kondensatoren sind als Plattenkondensatoren in einem ein-

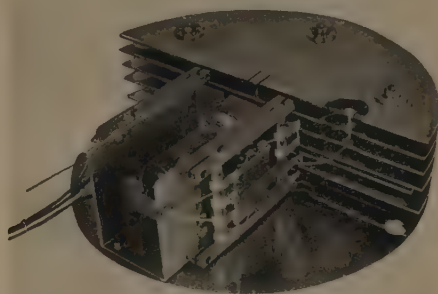


Abb. 9. Steuersender mit C_{40} und C_{44} .

zigen Satz aufgebaut, wie Abb. 9 erkennen läßt. Die Stabwiderstände R_1 bzw. R_2 haben Beträge von 20 bzw. 2 M Ω ; sie sind nach Abb. 9 zusammen mit der Steuersender-Röhre und dem Kapazitätssatz in einem Bauelement angeordnet und in Abb. 6 bei 9 und 10 innerhalb der Hülle 12 und 13 zu suchen. Die Heizfadenspannung der Oszillatorröhre ist auf 3,5 V statt 6,3 V bei üblicher Verwendung einreguliert; die Anodenspannung (an der Röhre) liegt bei 15 V; der Anodenstrom hat die Größenordnung von $1 \cdot 10^{-6}$ A, der Schirmgitterstrom die von $0,2 \cdot 10^{-6}$ A.

Abb. 10 ist ein komplettes Schaltbild des Steuersenders mit den ihm nachgeordneten Stufen.

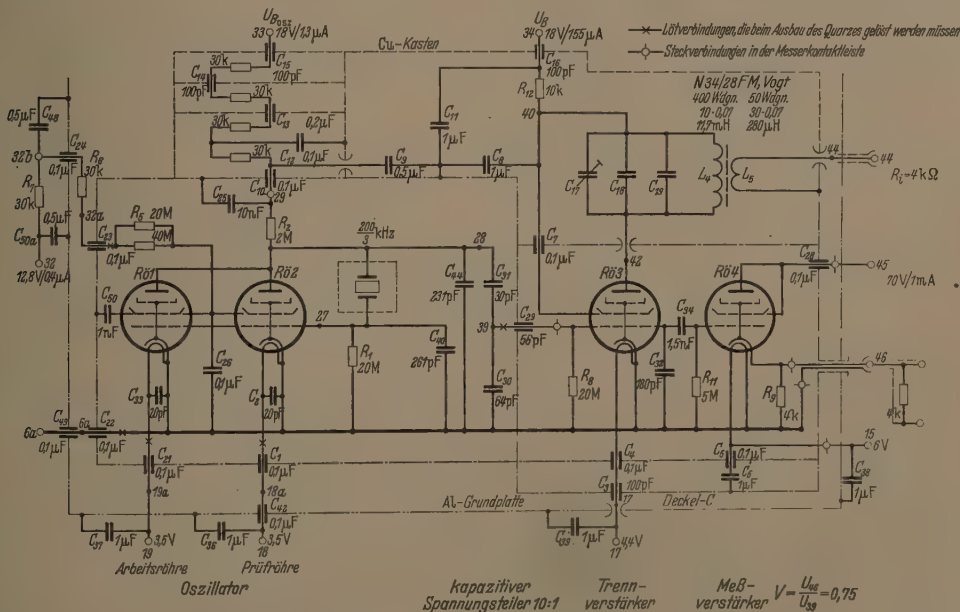


Abb. 10. Schaltbild des Steuersenders mit Trennverstärker und Meßverstärker.

stufen zu verwenden, haben wir diesmal die einzelnen Stufen des „Frequenzumsetzer-Aggregates“ nach dem Regenerativprinzip geschaltet, bei dem eine Selbstregeneration vermieden wird. Es sei nur das Prinzip des „Regenerativteilers“ an der Teilungsstufe 100 000 Hz: 10 000 Hz nach Abb. 13 kurz dargetan; nähere Darstellungen der Wirkungsweise sind von STANSEL [6], MILLER [7], FORTESQUE [8] und THIESSEN [9] gegeben. Die Spannung der zuteilenden Frequenz von 100 000 Hz wird dem Steuergitter der Mischstufe zugeführt, die einen auf 10 000 Hz abgestimmten Anodenkreis hat, der zu Schwingungen angestoßen wird. Diese steuern das Gitter des Vervielfacherrohres, dessen Anodenkreis annähernd auf das Neunfache der Steuerfrequenz, d. h. auf 90 000 Hz abgestimmt ist. Die Frequenz von 90 000 Hz wird über C_3 an das 2. Gitter des Mischrohres zurückgeführt, wodurch die Mischfrequenz 100 000 — 90 000 = 10 000 Hz entsteht, die über einen Ausgangsverstärker abgenommen bzw. weiteren Teilern zugeführt werden kann.

Abb. 14 zeigt den mechanischen Aufbau einer derartigen Teilerstufe. Man erkennt die beiden Röhren der Misch- und Vervielfachungsstufe und links im Bild die Induktivität L_1 nebst C_1 ; an der Rückseite ragt Spule L_2 hervor.

Kenndaten und Abhängigkeiten

Tabelle 1 bringt die Kenndaten der Steuerquarze. Zwischen der Güte Q , den Ersatzgrößen und dem log. Dämpfungsdekrement A besteht die Beziehung $Q = \frac{\pi}{A} = \frac{\omega_r L^*}{R^*}$. In Spalte 7 ist die mittlere Energiedichte A^* im Quarz angegeben, die sich aus dem Verhältnis der Schwingungsenergie $I^2 L^*$ zum Quarzvolumen ergibt; I ist der Effektivwert des Schwingungsstromes im Quarz. Wir glauben, daß die Größe A^* ein gutes physikalisches Maß für den Vergleich der Brauchbarkeit von Quarzuhren ist und daß A^* bei den PTB-Quarzhren niedrige Werte hat.

Tabelle 2 ist eine Zusammenstellung der Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsdaten; (eine Änderung der Spannungen um 10% ist natürlich

unrealistisch und hat nur demonstrative Bedeutung). Der Einfluß eines Röhrenwechsels liegt unter 10^{-9} der Frequenz. Die Abhängigkeiten wurden bei der erstmaligen Inbetriebsetzung der Quarzuhren gemessen. Die Abhängigkeiten sind erheblich kleiner als bei den PTR-Quarzhren.

Eine vergleichende Zusammenstellung der Werte der Tabellen 1 und 2 mit den Werten anderer Quarzuhren ist von A. SCHEIBE [1] gegeben worden.

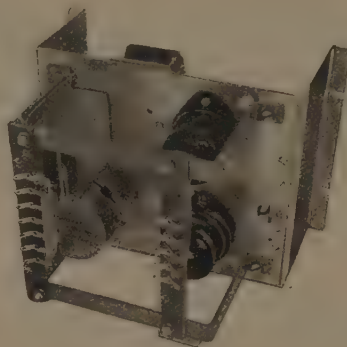


Abb. 14. Frequenzteiler.

Frequenzkontrolle

„Alterung“ und Frequenzschwankungen zufälliger Natur werden durch täglichen automatischen Vergleich je zweier Quarzuhren kontrolliert. Dies geschieht, indem mittels Schwebungsgeräten die Schwebungen $\Delta F(n) = F_1 - F_2$, z. B. der Uhren P1 und P2, gebildet und registriert werden. Jedes Schwebungsgerät besitzt zwei Zählwerke, die abwechselnd über je 24 Stunden Meßdauer die Anzahl der Schwebungen zählen. Die Umschaltung der Zählwerke geschieht automatisch durch eine der Quarzuhren, wobei die Zeitpunkte der Umschaltung exakt bekannt sind. An dem jeweils stillgelegten Zählwerk kann die Schwebungszahl abgelesen werden. Der dann durch Rechnung erhaltene Tagesmittelwert $\overline{\Delta F(n)}$ der Schwebungsfrequenz ist im Mittel auf $\pm 2 \cdot 10^{-11} F$ richtig. Die so erhaltenen Werte werden aus Kontrollgründen durch „Momentanwerte“ $\Delta F(n)$ ergänzt, die nur über eine kurze Meßdauer von 15 Minuten ermittelt worden sind. Von ADELBERGER und OHL [10] ist bereits über ein Doppelschwebungsgerät, das auch beim Arbeiten mit Stoppuhr in sehr kurzen Meßzeiten eine hohe Meßgenauigkeit zu erreichen erlaubt, berichtet worden.

Den Verlauf der relativen Frequenzdifferenz zweier Quarzuhren 1 und 2 mit den Frequenzen $F_1 \approx F \approx F_2$ in Abhängigkeit von der Zahl der Tage einer Meßreihe können wir in guter Annäherung wie folgt formulieren:

$$\frac{\Delta F(n)}{F} = \frac{(\Delta F)_0}{F} + \frac{\Delta F_a}{F} \cdot n + \frac{\delta F}{F}, \quad (2)$$

worin $\frac{(\Delta F)_0}{F}$ die Schwebungsfrequenz am Tage der Zahl $n = 0$, $\frac{\Delta F_a}{F}$ die Akzeleration oder „Alterung“

Tabelle 1.

Quarz- uhr	Frequenz	Knoten- zahl	R^*	C^*	L^*	Q	A^*
	1	2	3	4	5	6	7
	kHz		Ω	10^{-8} pF	H		$\text{Wsec} \cdot \text{cm}^{-3}$
P 1	100,125	3	1400	0,88	2880	$1,3 \cdot 10^8$	$13,9 \cdot 10^{-7}$
P 2	$66\frac{2}{3}$	2	390	1,25	4570	$4,9 \cdot 10^8$	$0,66 \cdot 10^{-7}$
P 3	$66\frac{2}{3}$	2	380	1,14	5000	$5,5 \cdot 10^8$	$0,81 \cdot 10^{-7}$

R^* , C^* , L^* Ersatzgrößen des Quarzes, Q Güte, A^* ist die mittlere Energiedichte im Quarz (alle Werte bei Zimmertemperatur gemessen).

Tabelle 2.

Quarz- uhr	Relative Änderung der Frequenz bei					
	Ände- rung der Anoden- span- nung um 10%	Ände- rung der Heiz- faden- span- nung um 10%	Änderung der Gitter- Kathoden- Kapazität um 0,1%	Änderung der Anoden- Kathoden- Kapazität um 0,1%	Änderung der Quarz- Parallel- kapazität um 0,1%	Ände- rung der Gitter- Kathoden- Kapazität um 1 pF
	in 10^{-3}	in 10^{-4}	in 10^{-3}	in 10^{-3}	in 10^{-3}	in 10^{-9}
P 1	0,54	0,2	—1,6	—1,7	—0,42	—7,9
P 2	0,12	$\leq 0,04$	—1,8	—1,8	—0,17	—5,9
P 3	0,13	$\leq 0,03$	—1,6	—2,3	—0,31	—5,6

und $\frac{\delta F}{F}$ Schwankungen bedeuten. Die Überstreichung der Symbole soll angeben, daß es sich um einen Mittelwert über eine längere Meßdauer, etwa über 24 Stunden handelt.

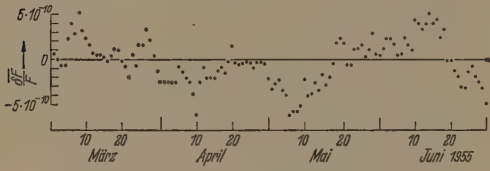


Abb. 15. Frequenzschwankung $\delta F/F$ über Monate.

Abb. 15 gibt das Verhalten der Schwankung $\frac{\delta F}{F}$ der Quarzuhren P1 und P2 über eine längere Meßperiode wieder, nachdem über die Identität

$$\frac{\Delta F(n)}{F} - \frac{(\Delta F)_0}{F} - \frac{\Delta F_a}{F} \cdot n = \frac{\Delta F(n)}{F} \\ - 131,60 \cdot 10^{-8} \\ - 0,011626 \cdot n \cdot 10^{-8}$$

der bedeutungslose Anfangsbetrag und die durch eine Ausgleichsrechnung bestimmte Alterung eliminiert worden sind. Wir sehen, daß die relativen Schwankungen langfristig eindeutig innerhalb $\pm 5 \cdot 10^{-10}$ liegen und daß sie von Tag zu Tag im allgemeinen $\pm 1 \cdot 10^{-10}$ nicht überschreiten.

Abb. 16 bringt einen Überblick über kurzfristiges Verhalten von $\frac{\delta F}{F}$ während einer Meßreihe von 24 Stunden, wobei die Meßzeit jeweils 12 min betrug.

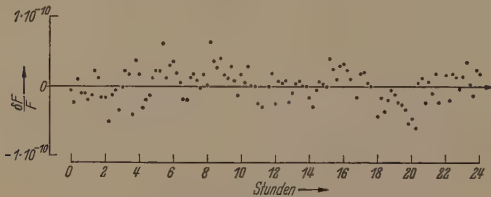


Abb. 16. Frequenzschwankung $\delta F/F$ über Stunden.

Das Meßverfahren besteht darin, die Schwebungsfrequenz mit einem elektronischen Zähler zu untersetzen und den zeitlichen Abstand der so gewonnenen Impulsmarken mit Hilfe eines elektronischen Zählers, dem zu diesem Zwecke eine Normalfrequenz zugeführt wird, auszumessen. Ein dem Zähler angeschlossenes Druckwerk druckt das Meßergebnis auf einen Papierstreifen. Der ganze Vorgang wiederholt sich ohne Bedienungsmaßnahmen selbsttätig.

Die Beträge $\frac{(\Delta F)_0}{F} + \frac{\Delta F_a}{F} \cdot n$ der beiden Quarzuhren P2 und P3 sind wieder eliminiert worden; wir finden, daß die maximalen Schwankungen $\frac{\delta F}{F}$ innerhalb von $\pm 0,5 \cdot 10^{-10}$ liegen. Das Resultat ist befriedigend, besonders da man als sicher annehmen darf, daß Phasenschwankungen der zu messenden Frequenzen infolge Netzspannungsschwankungen der zur Verstärkung und Messung benutzten Geräte und Übersprechen von Störspannungen in dem Erdkabel, durch das eine Reihe von Normalfrequenzen an den Meßraum herangeführt werden, zu

einem wohl nicht unbeträchtlichen Teil zu den gefundenen Schwankungen beigetragen haben.

Aus den bisherigen Meßergebnissen kann allgemein geschlossen werden, daß die kurzfristigen Gangleistungen der PTB-Quarzhren größenordnungsmäßig besser als die der PTR-Quarzhren sind.

Die „Alterung“ der Quarzhren

Das „Einlaufen“ der PTB-Quarzhren erfolgt gegenüber dem der PTR-Quarzhren in wesentlich kürzerer Zeit. Die monatliche „Alterung“ hat ebenfalls gegenüber der der PTR-Quarzhren einen geringeren Betrag; er ist bei den Quarzhren P1 und P3 z. Z. kleiner als $1 \cdot 10^{-9}$ /Monat. Bei Quarz P2 liegt er noch bei $3,5 \cdot 10^{-9}$ /Monat. $1 \cdot 10^{-9}$ /Monat entspricht einer Änderung des täglichen Ganges um $0,000\,00288\text{ sec/d}^2$.

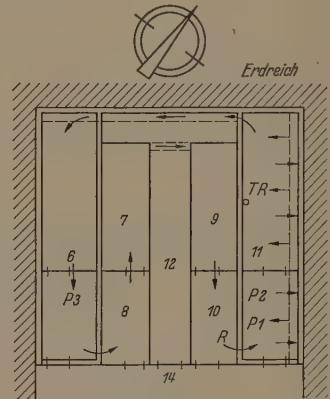


Abb. 17. Aufteilung des Quarzhrenkellers. → Strömungsrichtung der Luft; R Rückluft; TR Temperaturregler; 14 Vorhalle des Kellers.

Der Quarzhrenkeller der PTB

Die Quarzhren sind auf Betonsockeln, die auf gewachsenem Erdboden stehen, in einem Keller untergebracht. Der Klimakeller des Quarzhrenhauses der PTB umfaßt mehrere Räume, die zu einem Block von $16 \times 15\text{ m}^2$ Grundfläche und $2,5\text{ m}$ lichter Höhe in einer Tiefe von etwa 5 bis $1,5\text{ m}$ unter dem Niveau der äußeren Erdoberfläche zusammengefaßt sind. Abb. 17 zeigt einen Grundriß der Raumanordnung im Klimakeller.

Die wichtigsten Räume sind klimatisiert; den Temperatur- und Feuchtigkeitsregler TR enthält der seiner Lage nach bevorzugte Nordost-Raum 11, der gleich dem von einem Hilfsklima-Luftstrom durchzogenen Südwest-Raum 6 doppelwandig, unter Zwischenfügung einer Heraklit-Isolierschicht von $7,5\text{ cm}$ Stärke, und dem Erdreich benachbart ausgeführt ist. Nach Belüftung der Gestellräume 7, 8, 9 und 10 mit den Bedienungsschalttafeln tritt der Hilfsklima-Luftstrom, den angedeuteten Pfeilen in der Abb. folgend, bei R als Rückluft wieder in den Nordost-Raum ein. Alle Räume, die mit gasdichten Türen verschlossen und von der Vorhalle 14 aus betretbar sind, haben eine doppelte, elektrisch und thermisch isolierte Decke mit zugänglichem Zwischenraum von $1,3\text{ m}$ lichter Höhe zur Abgrenzung gegen die Laboratoriumsräume des Hauses erhalten. In der Mitte des Blocks liegt der Akkumulatorenraum 12 mit getrenntem eigenem Belüftungssystem.

Betriebstechnisch hat die Klimaanlage folgende Eigenschaften: Durch gleichzeitige Umschaltung mittels polumschaltbarer Ventilationsmotoren kann die Windgeschwindigkeit, die in der Regel stündlich 5-fachen Luftumlauf bei einer Förderleistung von 90 m³/h bewirkt, auf den doppelten Wert erhöht werden.

Um die Kopplung mit der freien Atmosphäre gering zu halten, konnte, da es sich hier nicht um Arbeitsräume handelt, die Lüftererneuerung durch Frischluftzufuhr auf nur 1½ mal täglich beschränkt werden; außerdem wurde dafür gesorgt, daß diese Frischluft durch eine automatische Vorheizung im Winter, wie auch durch Vorschalten eines Frischluft-Kühlers und -Entfeuchters im Sommer auf einem mittleren Temperaturwert von etwa 6 bis 8° C erhalten wird.

Die zum Betrieb erforderliche Klimaanlage umfaßt außer den beiden Ventilationsmotoren eine Kältemaschine von 6400 kcal stündlicher Leistung, Kaltwasser-Zwischenübertragung und elektrische Nachheizungskörper, die in mehreren Gruppen zu je 2 kW örtlich verteilt sind.

Im Dauerbetrieb zeigte der vordere, kleinere abgeteilte Raumteil 11, in dem die Uhren P1 und P2 untergebracht sind, während des ganzen Jahres 1954 eine Temperatur von 21,8° C mit maximaler Abweichung von $\pm 0,2^\circ$ C von diesem Wert, im Mittel $21,8 \pm 0,1^\circ$ C. Der Hauptraum von 11 mit Regler TR zeigte in der Nähe von TR leicht bessere Werte der Konstanz; die Abweichung von $\pm 0,1^\circ$ C wird hier nicht oder nur selten überschritten. Die Luftfeuchtigkeit wird auf $55\% \pm 2\%$ gehalten.

Die Beobachtungen haben ergeben, daß ausschließlich atmosphärische Temperaturperioden von längerer Dauer als 2 bis 3 Wochen hierbei in nennenswertem Maße auszuregeln sind. Die stärkste und am längsten andauernde Temperaturbewegung in der Atmosphäre hat eine Jahresperiode bei etwa $\pm 9^\circ$ C. Die maximale Temperaturschwankung beträgt nach Obengesagtem nicht mehr als $\pm 0,2^\circ$ C. Die Klimaanlage dämpft die Temperaturschwankungen, die in den Keller eindringen, mit einem „Schutzfaktor“ von mindestens 45.

Zusammenfassung

Es werden nähere Angaben über die Quarzuhren gemacht, die in den letzten Jahren in der PTB konstruiert worden sind. Gegenüber den früheren PTR-Quarzhren sind insbesondere neu entwickelt worden: die Halterung des Quarzstabes, die Elektrodenanordnung, der innere Thermostat, die Schaltung des Steuersenders, die Frequenzteilerstufen. Das Ziel war, das „Einlaufen“, die „Alterung“ und die zufälligen Schwankungen der Frequenz bzw. des täglichen Ganges weiter zu vermindern. Es zeigt sich, daß das „Einlaufen“ und die zufälligen Schwankungen gegenüber den Quarzhren der PTR sehr verringert sind und daß die „Alterung“ sehr kleine Beträge angenommen hat, die bei den Quarzhren P1 und P3 unter $1 \cdot 10^{-9}$ (Monat) liegen. Dieser Wert ist schon innerhalb der Grenze des noch Nachweisbaren.

Methoden sehr präziser Frequenzmessung zur laufenden Gangüberwachung und Anordnung und Klimatisierung des Quarzhrenkellers werden kurz besprochen.

Literatur: [1] SCHEIBE, A.: Elektrotech. Z. (A) 76, 153 (1955) und Procès-Verbaux et Mémoires (Ve Congrès International de Chronométrie) Vol. I., 47, (1955). — [2] SCHEIBE, A. und U. ADELBERGER: Die Quarzhren der Physik. Techn. Reichsanstalt, 1950, im Manuskript vervielfältigt. — [3] SCHEIBE, A. und U. ADELBERGER: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 43, 37, (1934). — [4] D'EUSTACHIO, D.: Phys. Rev., 70, 522, (1946). — [5] MEACHAM, L. A.: Proc. Inst., Radio Engrs., 26, 1278, (1938) — [6] STANSEL, F. R.: Proc. Inst. Radio Engrs., 30, 157, (1942). — [7] MILLER, R. L.: Proc. Inst. Radio Engrs., 27, 446, (1939). — [8] FORTESCUE, R. L.: Jour. Instn. elect. Engrs. (London), 84, 693, (1939), 85, 646, (1939). — [9] THIESSEN, P.: Diss. TH Hannover (1954). — [10] ADELBERGER, U. und G. OHL: Wiss. Abh. Phys.-Techn. Bundesanst. 6, (1955). — [11] SCHEIBE, A. und U. ADELBERGER: Elektrotech. Z. (A) 76, 843 (1955).

Prof. Dr. A. SCHEIBE, Dr. U. ADELBERGER,
Dr. G. BECKER, Dr. G. OHL,
Dipl.-Ing. R. SÜSS.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig.

Elastische, plastische Vorgänge beim BRINELLschen Kugeldruckversuch*

Von W. PRIGGE

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Einleitung

Eines der konventionellen Härtemeßverfahren stellt die Kugeldruckprobe nach BRINELL dar. Ein kugelförmiger Prüfkörper der Krümmung $1/R$ wird mit einer vorgegebenen Kraft F gegen ein auf Härte zu prüfendes planes Material gepreßt. Der Quotient aus der Last und der Fläche des bleibenden Eindrucks liefert eine mittlere Spannung H_B , BRINELL-Härte genannt. Ein elastischer Anteil jener Härte wird dabei nicht mit erfaßt. Zu seiner Berücksichtigung sind weitere Messungen nötig. Diese haben nur dann einen Sinn, wenn durch sie direkt oder

indirekt die mittlere elastische Spannung gemessen werden kann.

Experimenteller Nachweis der elastischen Verformungen

Zunächst ist zu veranschaulichen, daß der plastischen Verformung eine elastische beigeordnet ist.

An einer Serie von Kugeleindrücken mit einer Stahlkugel vom Radius $R = 5$ mm an 20 mm dicken Metallplatten wurden nach vorhergehendem vorsichtigen Entfernen des Randwulstes die oberen Weiten $2a$ und Tiefen T der in erster Näherung als Kugelkalotten gewerteten Dellen optisch ausgemessen, und zwar die obere Weite mit der Optik des Koordinatenbohrwerkes von Leitz und die Tiefe mit

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig.

dem Askania-Sphärometer. Aus den Meßgrößen läßt sich der Krümmungsradius der Delle berechnen zu:

$$R_0 = \frac{a^2 + T^2}{2T}.$$

Im Zustand der vollständigen Berührung von Kugel und Prüfmaterial ist der Quotient ihrer, allerdings unter Belastung nicht meßbaren, Krümmungsradien identisch 1, also eine Konstante unabhängig von der wirkenden Kraft.

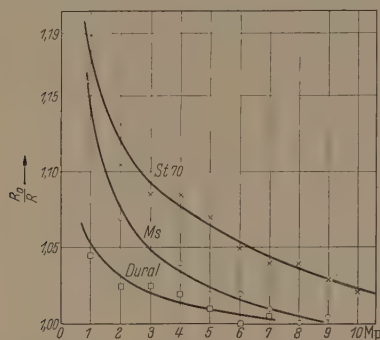


Abb. 1. Verhältnis von Krümmungsradius R_0 der Eindrückkalotte zu dem der Stahl-Prüfkugel von $R = 5$ mm in Abhängigkeit von der Belastung F an Dural (Al Cu 4 Mg), Messing (Ms 58) und Stahl (St 70).

Das nach Entlasten gemessene Verhältnis R_0/R nimmt im Falle rein plastischer Verformung den Wert 1 an; dagegen ist bei zusätzlicher elastischer Verformung, die nach Fortnahme der Preßkraft reversibel zurückgeht, ein Wert größer als 1 zu erwarten. Die in der Abb. 1 eingetragenen Meßpunkte zeigen, daß im Bereich kleiner Lasten der elastische Anteil der Kugeldruckverformung relativ groß ist, während er bei größeren Lasten mit zunehmender Preßkraft gegen Null strebt. In der Abb. 2

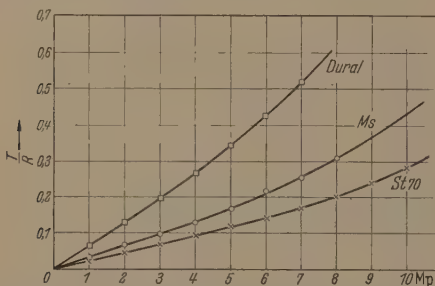


Abb. 2. Verhältnis von Tiefe T zum Radius der Stahl-Prüfkugel $R = 5$ mm in Abhängigkeit von der Belastung F an Dural (Al Cu 4 Mg), Messing (Ms 58) und Stahl (St 70).

ist für die gleiche Serie das dimensionslose Verhältnis T/R als Funktion der Kraft aufgetragen worden. Die Abb. 3 gibt den für spätere Versuche benötigten nach Abb. 1 und 2 aufgetragenen funktionellen Zusammenhang der beiden geometrischen Größen R_0/R und T/R wieder.

Mit diesen Ergebnissen ist die elastische Komponente der Verformung beim BRINELLschen Kugeldruckversuch nachgewiesen. Sie läßt sich noch auf eine andere Art und Weise veranschaulichen, wenn die Prüfkugel nochmals mit der gleichen Kraft eingepreßt wird, mit der vorher ein bleibender Eindruck verursacht wurde; dann tritt eine elastische Defor-

mation allein auf. Gelingt es, die Annäherung zweier Punkte auf einer Achse, die z. B. durch den Mittelpunkt der Prüfkugel und den tiefsten Punkt der Kalotte in ihrer Orientierung festgelegt ist, zu messen — von denen der eine an einem verschleißfreien Punkt der Kugel, der andere an einem demselben des Prüfmaterials liegt —, so erhält man die elastische Gesamtverschiebung K am Durchstoßungspunkt jener Achse in der gemeinsamen Kontaktfläche [1]. Es lassen sich für den elastischen Berührungsprozeß die folgenden dimensionslosen Größen meßbar erfassen: R_0/R , a/R , K/R . Die in Red. stehende mittlere elastische Spannung ist auf direktem Wege nicht zu messen. Sie kann nur durch eine Formel errechnet werden, die obige Meßwerte und eventuell noch Materialkonstanten enthält.

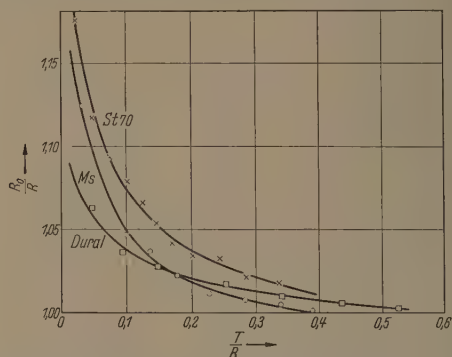


Abb. 3. R_0/R als Funktion von T/R ; R_0 , T Krümmungsradius und Tiefe der Eindrückkalotte in Dural (Al Cu 4 Mg), Messing (Ms 58) und Stahl 70); R Radius der Stahl-Prüfkugel ($R = 5$ mm).

Theoretische Behandlung des elastischen Kontaktproblems

Mathematisch ist diese Frage durch Untersuchung des elastischen Zweikörperproblems: Delle sowie Kugel elastisch verformbar, in einer anderen Veröffentlichung behandelt worden [2].

Eine Lösung wurde durch quellenmäßig dargestellte Potentialfunktionen gefunden. Die mathematische Darstellung führt zu Potenzreihen-Entwicklungen. Physikalisch sind sie deshalb wertvoll, weil sie einmal den oben genannten Kontaktprozeß unter Verwendung der diskutierten Meßwerte beherrschen und zum anderen aus ihr als nulle Näherung die beziehentlichen Formeln von H. HERTZ [3] zurückgewonnen werden. Man kann sie als erweiterte HERTzsche Formeln ansprechen.

Der Lösungsbereich der mathematischen Darstellung [2] wird bedingt durch eine Einschränkung des Gültigkeitsbereiches der Entwicklung der zur Verwendung kommenden Klasse von Lösungsfunktionen in Potenzreihen zweier Variabler. Sie kann zur Erfüllung der Randbedingungen nur soweit verwandt werden, als die Prüfkugel mit einem Kegelöffnungswinkel $2\varphi = \pi/2$ rad. in das zu prüfende Material eintaucht. Derartige Einschränkungen sind mathematisch im allgemeinen mit Singularitäten verbunden, denen wiederum Besonderheiten in physikalischer Hinsicht zugeordnet werden können. Da theoretische Überlegungen keine weitere Aufklärung über jenes „singuläre Verhalten“ gaben, wurde der Eindringvorgang mit Hilfe experimenteller Spannungsoptik weiter verfolgt.

Spannungsoptische Untersuchungen

Als Modellwerkstoff diente Trolon. Der Eindringkörper wurde aus Stahl gefertigt, um ihn in möglichst geringer Näherung als starr betrachten zu können. Der Kontaktprozeß von Kugel und Delle ist ein räumliches Problem. In erster Näherung kommt man jedoch mit einer zweidimensionalen Untersuchungs-

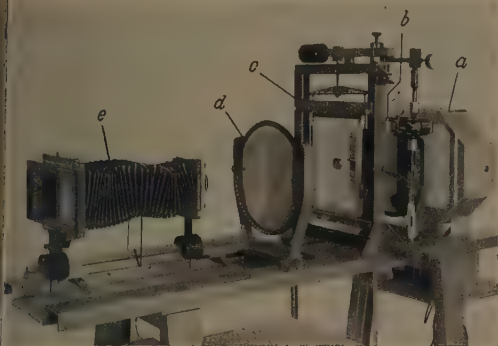


Abb. 4. Spannungsoptische Versuchsanordnung nach L. FÖPPL und E. MÖNCH [4]. a Lichtquelle mit 4 Osram-Lampen H QA 500; b Grobflächen-Linearpolarisator mit unter 45° gegenüber der Polarisationsrichtung aufgeklebtem $\lambda/4$ -Blättchen; c Belastungseinrichtung mit eingebautem Modell; d $\lambda/4$ -Blättchen, gegenüber dem am Polarisator um 90° gedreht, und Grobflächen-Analysator; e Plattenkamera mit Plasmalinsse 1:8, $f = 25$ cm, mit vorgeseiztem Zeiß-Monochromat-Filter maximaler Durchlässigkeit bei 5460 Å.

methode aus, die wesentlich geringeren experimentellen Aufwand erfordert. Es wurde die Untersuchung der Zylinderpressung in einer Zylinderdelle gewählt. In 10 mm dicken Trolonscheiben wurden Zylinderdellen von vorgegebenem Krümmungsradius R_0 und vorgegebener Tiefe T ausgefräst und in diese gleich dicke Stahlscheiben vom Radius R ein-

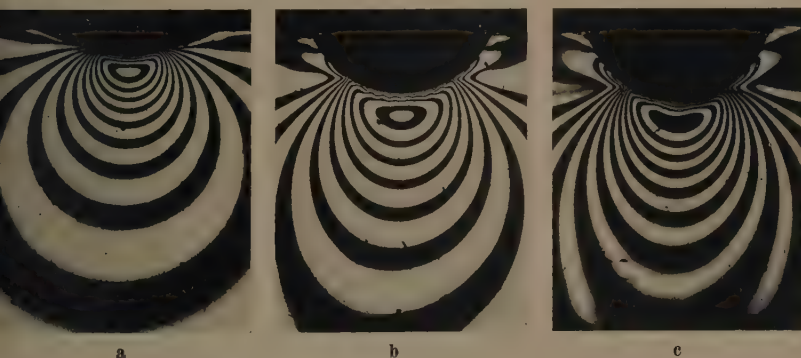


Abb. 5. Isochromaten für Zylinderpressung: Stahlzylinder vom Radius $R = 18,5$ mm gegen Trolonplatte mit Zylinderdellen vom Radius R_0 und der Tiefe T :

Abb. 5a. $R_0/R = 1,07$; $T/R = 0,08$. Abb. 5b. $R_0/R = 1,02$; $T/R = 0,40$. Abb. 5c. $R_0/R = 1,01$; $T/R = 0,55$.

gepreßt. Dabei wurden T und R_0 so gewählt, daß die Zustandspunkte beim Modellversuch in dem Kurvenband der Abb. 3 liegen. Für sehr tiefe Dellen, d. h. $T/R \approx 1$, ist die Berührung der beiden Körper bereits ohne Belastung vollständig. Die spannungsoptische Bank zusammen mit der Art der Modellherrichtung und -befestigung zeigt Abb. 4.

Das langbrennweitige Objektiv erlaubt Abstände zwischen Kamera und Modell von 2–3 m. Hierdurch war in erster Näherung parallele Durchsetzung

des Modells durch das zirkularpolarisierte Licht zwischen beiden Filtern gewährleistet.

Mit dieser Anordnung wurden die Isochromaten — Linien gleicher Hauptschubspannungen — im Lichte der Quecksilberlinie 5460 Å für drei verschiedene R_0 und T aufgenommen; sie sind in den Abb. 5a, b, c wiedergegeben.

Dabei wurden die Originalaufnahmen so reproduziert, daß die obere Weite

$2a = 2\sqrt{2R_0T - T^2}$
der Dellen in allen drei Abbildungsgleichgroß wird, um bei der Diskussion der Ergebnisse eine einfache normierte Darstellung zugrunde legen zu können.

Diskussion der experimentellen Ergebnisse und theoretischen Voraussagen

Die in den Abb. 5a, b, c dargestellten experimentellen Ergebnisse sollen mit den aus der theoretischen Behandlung [2] folgenden Voraussagen verglichen werden. Die geometrischen Verhältnisse der Abb. 5a, b, c werden in Abb. 7 auf ein Koordinatensystem mit den dimensionslosen Koordinaten ξ, η abgebildet, deren Bedeutung aus der Abb. 6 hervorgeht.

Die ausgemessenen Eindrücke in den Abb. 5a, b, und c besitzen halbe Öffnungswinkel $\varphi_a = 32^\circ$, $\varphi_b = 66^\circ$, $\varphi_c = 75^\circ$. Weiter ist in die Abb. 7 eine Delle vom halben Öffnungswinkel von $\varphi = 45^\circ$ mit eingezeichnet worden. Nach den theoretischen Untersuchungen kann das Berührungsproblem bis zu einem Öffnungswinkel von $2\varphi = \pi/2$ rad = 90° als erweitertes HERTZ'sches Problem mit Potenzreihen-Entwicklungen behandelt werden. Für tiefere Eindrücke existiert nach dem dort angegebenen Verfahren keine mathematische Lösung.

Voraussetzung und Ergebnisse der mathematischen Behandlung führen jedoch zu folgenden beiden Fragen:

Sind die gewählten Lösungsfunktionen den herrschenden Randbedingungen so angepaßt, daß durch sie ein Kriterium geliefert wird, inwieweit die herkömmlichen Bedingungen der Reibungsfreiheit und zum Berührungsrand senkrechten Kraftübertragung von einem Körper auf den anderen als gültig angesehen werden können? — und, wenn solch ein Kriterium existiert, bis zu welchen Werten (< 1) der normierten Koordinate ξ sind in Zylinderdellen mit Öffnungswinkel $2\varphi > 90^\circ$ die

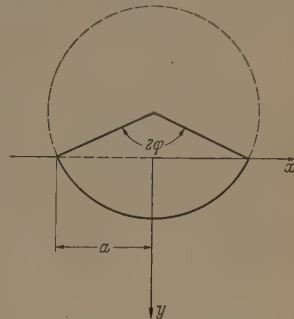


Abb. 6. Bestimmungstücke der Zylinderdelle. $2a$ obere Weite; 2φ Öffnungswinkel der Zylinderdelle. Normierte dimensionslose Koordinaten $\xi = \frac{x}{a}$, $\eta = \frac{y}{a}$.

herkömmlichen Randbedingungen noch aufrecht zu erhalten?

Eine Antwort auf diese Fragen wird von seiten der Theorie vorbereitet. In [2] wurde gezeigt, daß eine Potenzentwicklung der Lösungsfunktionen in Doppelreihen nach ξ und η um $(\xi, \eta) = (0, 0)$ möglich ist, wobei ξ und η der Beschränkung unterworfen sind:

$$\xi < \sqrt{1 + \eta^2} - \eta.$$

Diese Ungleichung stellt das Innere des Gebietes dar, dessen Rand durch die Funktion $\eta = \frac{1 - \xi^2}{2\xi}$ ($0 \leq \xi < 1$) beschrieben wird und innerhalb dessen die Funktion als regulär angesprochen werden kann. Die Erfüllung der Randbedingungen in [2] erfordert gerade solche Entwicklungen. Die Kurve $\eta = \frac{1 - \xi^2}{2\xi}$ ist in Abb. 7 mit eingezeichnet worden. Es ist auch

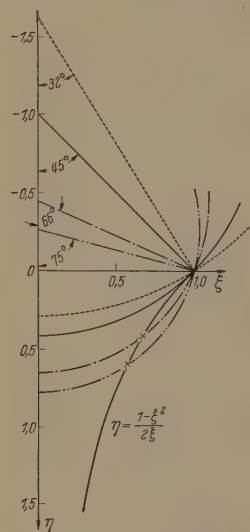


Abb. 7. Normierte Profil-Darstellungen der Dellen der Abb. 5a, b, c. ○ Lage der Verzweigungspunkte der Isochromaten; × Lokalisierung der „Singularitäten“ nach der Theorie [2].

dieser Abbildung zu entnehmen, daß das Kontaktproblem nach dem obigen Verfahren bis zu einem Öffnungswinkel $2\varphi < \pi/2 \text{ rad} = 90^\circ$ des Eindringkörpers mathematisch gelöst werden kann. Diese obere Grenze der Einschränkung wurde bereits oben als Ergebnis der erst hier wiedergegebenen Betrachtungen vorweggenommen. Sieht man den Rand des Gebietes $\xi < \sqrt{1 + \eta^2} - \eta$ als mögliche singuläre Mannigfaltigkeit an, über die hinaus die Potenzreihen nicht fortsetzbar sind, so könnten in physikalischer Hinsicht für das Kontaktproblem der Eindringkörper, die mit Öffnungswinkel $2\varphi > \pi/2 \text{ rad} = 90^\circ$ nach Abb. 6 eintauchen, an allen den

Stellen Besonderheiten auftreten, die durch die Schnittpunkte der normierten Dellenprofile mit der Kurve $\eta = \frac{1 - \xi^2}{2\xi}$ gegeben sind.

Folgerungen

Der Vergleich zwischen den theoretischen Aussagen und den experimentellen Resultaten der Abb. 5a, b und c ergibt folgendes:

1. Nach den Randbedingungen der Lösungsfunktionen sollten „Singularitäten“ nur für Öffnungswinkel $2\varphi > 90^\circ$ auftreten. Tatsächlich werden Verzweigungen der Isochromaten nur bei den Dellen der Abb. 5b und c beobachtet.

2. Für $2\varphi > 90^\circ$ sollten im ξ, η -Koordinatensystem die „Singularitäten“ durch die Schnittpunkte der normierten Profilkurve mit der Grenz-

kurve gegeben sein. Tatsächlich fallen die experimentell beobachteten Verzweigungspunkte mit der theoretisch vorausgesagten „Singularitäten“ in der Abb. 7 praktisch zusammen.

Die Isochromaten der Abb. 5a sind diejenige des erweiterten Hertzschen Problems. Dieser Typ erscheint in den Abb. 5b und c wieder, umrahmt von anders geformten Isochromaten. Die unter 2 diskutierten Verzweigungspunkte trennen sie.

Die eben gestellten Fragen sind also folgendermaßen zu beantworten: Die der Theorie zugrund gelegten Randbedingungen der Reibungsfreiheit und zum Berührungsrand senkrechten Kraftübertragung von einem auf den anderen Körper können für Öffnungswinkel der Berührung $2\varphi < 90^\circ$ uneingeschränkt aufrecht erhalten werden. Die in Abb. 7 eingeführte dimensionslose Koordinate liegt für diese Fälle im Wertebereich $0 \leq \xi < 1$.

Dagegen dürfen für $2\varphi > 90^\circ$ die Randbedingungen der Reibungsfreiheit und zum Berührungsrand senkrechten Kraftübertragung von einem auf den anderen Körper nur noch in einem Teilbereich der gesamten Berührungsfläche angesetzt werden der Teilbereich wird nach Abb. 7 durch $0 \leq \xi < \xi_0$ bestimmt, wobei ξ_0 Argument der Funktion $\eta = \frac{1 - \xi^2}{2\xi}$ ist.

Demnach sind die in [2] gewählten Funktionen dem Problem angepaßt.

Über die physikalischen Bedingungen jenseits der Grenzkurve lassen sich bislang weder durch theoretische Überlegungen noch aus den experimentellen Befunden eindeutige Aussagen machen.

Als Arbeitshypothese für weitere Untersuchungen liegt die Annahme nahe, daß außerhalb des durch die Kurve $\eta = \frac{1 - \xi^2}{2\xi}$ abgetrennten Bereiches Reibungskräfte in der Kontaktfläche wirken, die mit der Wallbildung beim Härteeindruck eng verknüpft sind.

Zusammenfassung

An der elastischen Komponente der Verformungen beim Brinellschen Kugeldruckversuch wurden experimentelle Untersuchungen angestellt. Der elastische Anteil der Deformation wird an verschiedenen tiefen Eindrücken einer Stahlkugel in Dural, Messing und Stahl verfolgt. Für drei dieser Eindrücke werden spannungsoptische Modellversuche angestellt und die Ergebnisse mit der mathematischen Darstellung des elastischen Kontaktprozesses verglichen. Theoretische Voraussagen und experimentelle Resultate finden eine sehr befriedigende Zuordnung und führen als Ergebnis der gesamten Untersuchungen zu Angaben über die Lokalisierung reibungsfreier Zonen in der Kontaktfläche.

Literatur: [1] KAPPLER, E.: Z. Ver. dtsch. Ing. 97, 479 (1955). — [2] PRIGGE, W.: Dissertation Universität Münster (1955). — [3] HERTZ, H.: Gesammelte Werke, Bd. 1 (1895) 155 u. 174, J. reine angew. Math. 92, 156, 1881. Verh. Ver. GewFleiß. (1882) 174. — [4] FÖPPL, L. und E. MÖNCH: Praktische Spannungsoptik Springer Verlag (1950).

Dipl.-Phys. WILHELM PRIGGE,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Neuere Drehkondensatoren ohne Anfangskapazität*

Von G. ZICKNER

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Übersicht

Erläuterung zweier Neukonstruktionen eines Drehkondensators, der in bestimmten Schaltungen eine Anfangskapazität aufweist, sowie seiner Vor- und Nachteile gegenüber den bisher üblichen Konstruktionen.

Vor längerer Zeit veröffentlichte der Verf. eine Mitteilung [1], in der die Konstruktion eines Drehkondensators erörtert wurde, dessen Anfangskapazität sich stetig bis auf den Betrag 0 herunter regeln läßt. Diese Eigenschaft wird erreicht durch Verwendung von drei von einander isolierten Leitersystemen, von denen eines (0) die beiden anderen (1 und 2) völlig umschließt, also elektrisch abschirmt, und war so, daß sich jedes dieser Systeme 1 und 2 in einer geschlossenen, leitenden Kammer befindet. Beide Kammern gehören dem dritten System (0) an. In der Trennwand zwischen beiden Kammern befindet sich eine Öffnung, die durch einen Drehflügel geschlossen werden kann. Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Konstruktion ist das Vorhandensein zweier von Erde verschiedener Potentiale, welche an die beiden geschirmten Systeme angelegt werden, während das abschirmende System mit dem Drehflügel auf Erdpotential gehalten wird. Diese Verhältnisse sind jedoch in zahlreichen Schaltungen, z. B. in Wechselstrombrücken, gegeben. Der elektrische Verschiebungsstrom J zwischen den beiden festen Belegungen des Kondensators wird unter diesen Umständen je nach der Einstellung des mit seiner Skala verbundenen Drehflügels geändert. Man hat daher allgemein

$$J \cdot dt = C \frac{\partial U}{\partial t} dt + U \frac{\partial C}{\partial \varphi} d\varphi \quad (1)$$

also wenn $U = U_0 \sin \omega t$ und die Winkelgeschwindigkeit $d\varphi/dt = \omega_0$ ist,

$$J = C\omega U_0 \cos \omega t + \alpha \omega_0 U_0 \sin \omega t \quad (2)$$

Der Differentialquotient $\partial U/\partial t$ entspricht bei konstantem C und sinusförmigem Spannungsverlauf der Kreisfrequenz ω , der andere, $\partial C/\partial \varphi$, dem Steigungsfaktor α des linear regelbaren Kondensators. In der Praxis haben Kondensatoren dieser Art vielfache Anwendung gefunden, auch zu Zwecken, an die bei ihrer Konstruktion nicht gedacht war, z. B. für kapazitive Kopplungen. Da die ursprünglich veröffentlichte Bauform mehr oder minder den Charakter eines Versuchsmodells kleiner Kapazität (< 20 pF) hatte, so schien es angezeigt, den Apparat nach Maßgabe aufgetretener Bedürfnisse in zwei Richtungen weiter zu entwickeln:

1. als regelbares Normal kleiner Kapazität,
2. als Meßgerät größerer Endkapazität.

Hinzu kam, daß Apparate dieser Art nicht unbeachtliche Vorzüge vor den üblichen Drehkondensator-Konstruktionen zeigen, wie später erläutert wird.

Der zu 1. genannte Apparat ist in ein Gehäuse von den Abmessungen der Normal-Luftkondensatoren nach den Modellen der PTR [2] Type D1/D2 eingebaut. Deckel und Boden sind Gußplatten aus Duralumin, die durch 3 Stützen aus Messing distanziert sind, welche ihrerseits in der Mitte die mit einem halbkreisförmigem Ausschnitt versehene Trennwand tragen, so daß zwei übereinander liegende zylindrische Kammern entstehen. Die durch eine Glockenfeder festgelegte Rotorachse trägt den dicht über der Trennwand gleitenden halbkreisförmigen Drehflügel und am oberen Ende die Skala mit Anzeigevorrichtung und Friktionsantrieb gleicher Art wie bei den anderen Drehkondensator-Konstruktionen der PTR [2]. Die beiden halbkreisförmigen festen Platten stehen beiderseits der halbkreisförmigen Öffnung gegenüber; sie sind mit Hilfe von drei Füßen auf je einer dreiarmligen Klaue befestigt, die zwischen kleinen Quarzglas-Isolatoren von einem mit der Grund- bzw. Deckplatte verbolzten Druckring gehalten ist. Die wirksamen Platten haben einen Abstand von 5 mm; zwischen ihnen kann der Drehflügel die Öffnung verschließen. In diesem Falle ist die Teilkapazität zwischen beiden Systemen gleich Null. Damit die Zuleitung zum oberen Plattensystem keinen Beitrag zur wirksamen Kapazität liefert, ist sie innerhalb eines Schirmrohres, das am Gehäuse liegt, durch die untere Kammer hindurchgeführt. Die Anschlüsse sind, wie bei den übrigen Modellen der PTR, an der Unterseite angeordnete Buchsen; der Anschluß des Kondensators an den zugehörigen Untersatz, der die Anschlußklemmen trägt, geschieht durch doppelseitige Bananenstecker. Der Untersatz selbst hat ebenfalls keine Teilkapazität der beiden Zuführungen gegeneinander, da diese einzeln abgeschirmt sind. In Abb. 1 ist eine Konstruktionszeichnung gegeben, aus der die Einzelheiten zu ersehen sind.

Der Apparat trägt die Typenbezeichnung ND 1 und wird mit vier verschiedenen Steigungsfaktoren (also auch Endkapazitäten) hergestellt, die in Tab. 1 zusammengestellt sind.

Tabelle 1.

Bauform	Steigungsfaktor pF/Grad	Bereich pF
ND 1	0,005	0—0,85
	0,01	0—1,7
	0,03	0—5
	0,05	0—8,5
ND 2	0,1	0—17
	0,3	0,1—50
	0,5	0,2—85
	1,0	0,2—170
	3,0	0,3—500

Er ist, wie auch die früheren Normal-Drehkondensator-Konstruktionen der PTR, nicht auf runde Endkapazität C_n , sondern auf runden Steigungsfaktor α abgeglichen, damit der jeder Einstellung entsprechende Kapazitätsbetrag leicht im Kopf

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

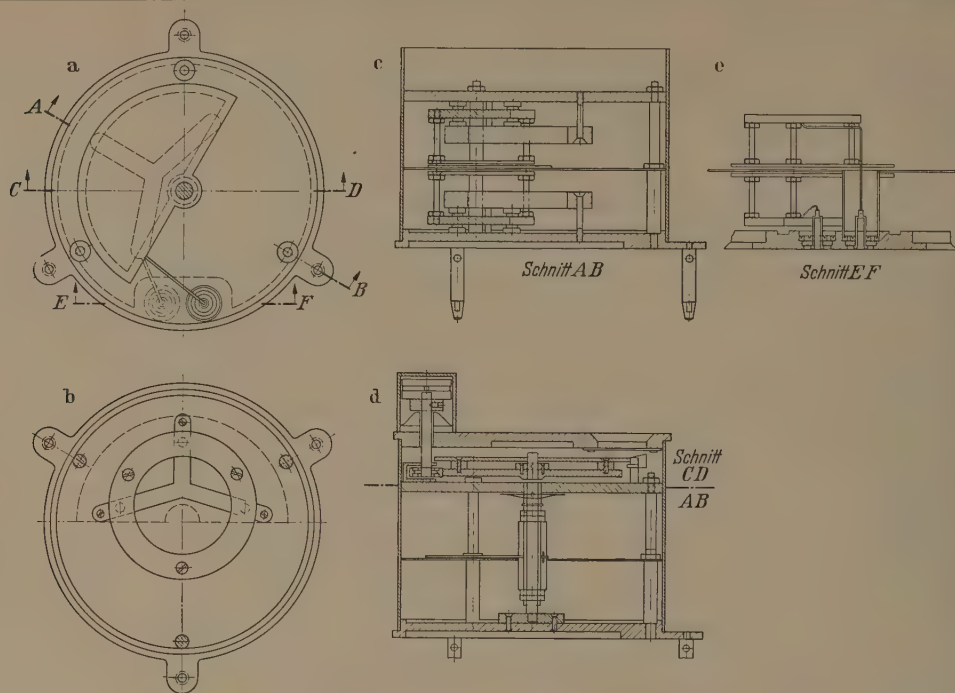


Abb. 1. Konstruktion der Bauform ND1. Teilzeichnung a) Aufsicht nach Wegnahme des oberen Systems; b) Aufsicht nach Wegnahme der Trennwand und der unteren Belegung; c) Schnitt AB ohne Rotor; d) Schnitt AB ohne Statoren, Antriebskammer längs CD geschnitten; e) Schnitt EF durch die Anschlußvorrichtung.

überschlagen werden kann. Die verschiedenen Größen des Steigungsfaktors werden nicht durch Änderung des Plattenabstandes, sondern durch verschiedene Öffnungsgrößen erreicht. Die Kurve der Meßwertgleichung

$$C = C_0 + f(\varphi) + \Delta C, \quad (3)$$

ist im größten Teil der 180-teiligen Skala linear, nur an den beiden Enden treten Krümmungen auf.

reaktion $-\Delta_0 C$, die bei der Einstellung 0 durch $\Delta_0 C$ kompensiert wird, vgl. S. 190. In Abb. 2a ist ein Bild der inneren Einrichtung, in Abb. 2b eine Ansicht des Kondensators mit Schutzmantel umgeben.

Die Größe der Endkapazität der beschriebenen Konstruktion läßt sich nicht wesentlich über etwa 20 pF hinaus steigern. Will man (Ziel 2) zu größeren Endkapazitäten kommen, ohne auf das Verschwinden der Anfangskapazität zu verzichten, so ist eine gänzlich andere Konstruktion erforderlich, die jedoch auf dem gleichen Grundgedanken der regelbaren Teilkapazität k_{12} zwischen beiden festen Plattensystemen beruht und im folgenden dargestellt ist.

Das Äußere entspricht wiederum den Typen D1/D2 der PTR-Modelle, desgleichen die Anschlußvorrichtung sowie die Skala nebst Ablesevorrichtung und Drehantrieb. Auf der Grundplatte sind 3 Stützen montiert, die eine obere System-Abschlußplatte tragen, oberhalb deren

die Skala angeordnet ist. Zwischen der Abschluß- und der Grundplatte sind, von je 3 Stützen, durch Quarzglaskörper oben und unten vom Gehäuseaufbau isoliert und mittels Druckschrauben gehalten, 2 feste halbkreisförmige Plattensysteme montiert, die sich gegenseitig frei durchdringen, so das stets eine Platte des einen Systems mit einer des anderen Systems abwechselt. Die geradlinigen Kanten beider Systeme sind gegeneinander um einen Winkel von



Abb. 2. a) Innerer Aufbau der Bauform ND1; b) Ansicht beider Typen.

Abb. 5 (Kurve a) zeigt die Abweichungen ΔC von der durch die Nennwertgleichung

$$C = C_0 + f(\varphi) \quad (4)$$

gegebenen Linearität. Die Streuung der Meßpunkte liegt in der Größenordnung 0,001 pF; die maximale Abweichung von der Linearität beträgt etwa 0,02 pF; sie ließe sich durch Änderung des Steigungsfaktors noch wesentlich verringern. Über die konstante Kor-

wa 20° versetzt. Die untersten Platten der Systeme sind, zwecks Aufnahme der Anschlußbuchsen, etwa 5 mm stark ausgeführt. Jede Platte besitzt drei Lappen am gekrümmten Ende, die ihrerseits Durchbohrungen aufweisen, mit deren Hilfe sie unter Zwischenlage von 5 mm starken Distanzungen auf ihre Träger aufgereiht sind. Die beiden festen Systeme werden außen mit etwa 1 mm Abstand von einem zylindrischen Schirmblech umgeben, dessen Ober- und Unterkanten je einer in Boden und Abschlußplatte eingedrehten Nut folgen. Durch zahlreiche Öffnungen des Schirmbleches stoßen die Lappen der festen Platten freidurch, so daß ihre Stützen außerhalb des Schirmbleches stehen. Um die Streuung der Stützen gegeneinander zu vermeiden, sind zwischen ihnen vom Schirmblech bis zum Mantel reichende Rippen angeordnet, die mit beiden verbunden sind. Eine solche Rippe unterbindet auch die Streuung zwischen den beiden Anschlüssen.

Der Schirmflügel, der den Verschiebungsfluß zwischen den beiden festen Systemen regelt, die Form des Rotorpaketes eines normalen Drehkondensators. Er ist mit dem Gehäuse verbunden. Seine Platten schieben sich zwischen die Platten der Statoren ein, sie reichen bis auf wenige Zehntel Millimeter an die Schirmwand heran, mit der sie ja auf dem gleichen Potential liegen. Sie haben bei 1 mm Blechstärke, ebenso wie bei der Type ND1, 2 mm Abstand von den festen Systemen. Bei eingedrehtem Rotor gelingt die Abschirmung der beiden Statoren gegeneinander so vollkommen, daß die Anfangskapazität 0 bei den kleineren Bauformen dieser Type ND2 erreicht wird, während bei den größeren ein äußerst geringer Restbetrag übrig bleibt, der offenbar auf die bei dieser Konstruktion nicht restlos erreichbare Schließung der Kammer zurückzuführen ist. Die Maximalkapazität erreicht der Apparat bei herausgedrehtem Rotor.

Abb. 3 erläutert die Einzelheiten des Aufbaues. Aus den Abb. 4a und b ist die innere Einrichtung des Apparates, von der Rotorseite bzw. von der Statorseite her gesehen, zu erkennen; das Schutzgehäuse ist abgenommen.

Die Bauform ND2 wird in 5 Typen verschiedenen Steigungsfaktors gefertigt; sie sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

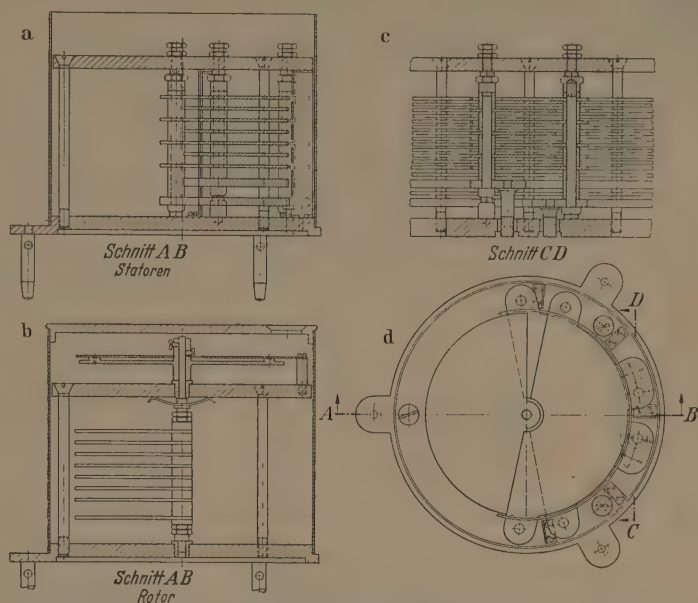


Abb. 3. Konstruktion der Bauform ND2. Teilzeichnung a) Schnitt AB ohne Rotor; b) Schnitt AB ohne Statoren; c) Schnitt CD durch die Anschlußvorrichtung; d) Aufsicht nach Wegnahme der Abschlußplatte.

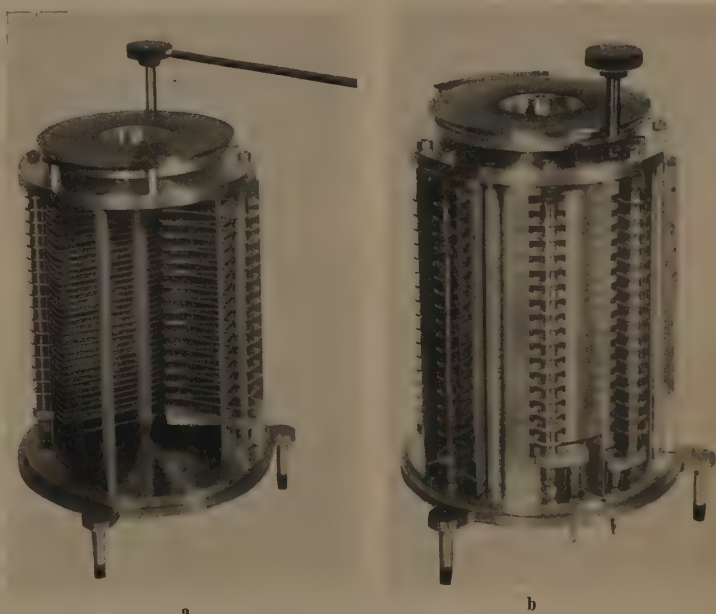


Abb. 4. a) Statorseite b) Rotorseite der Bauform ND2.

Beide Bauformen sind bis auf Stützen und Achsen, die aus Messing bestehen, im wesentlichen aus Duralumin hergestellt.

Über die Verwendung der Apparate, beispielsweise in Brückenschaltungen, gibt die eingangs

erwähnte Veröffentlichung des Verf. [1] Aufschluß. Dort ist gezeigt, daß als wirksame Kapazität dieser Kondensatorform nur die Teilkapazität k_{12} der beiden festen Systeme gegeneinander in Betracht kommt, während die beiden Teilkapazitäten k_{10} und k_{20} gegen das Gehäuse nicht in die Kapazitätsmessung eingehen. Anstelle von C in den Gleichungen (1) und (2) tritt also k_{12} . Die Kondensatoren sind ohne weiteres mit den bereits bekannten festen und veränderbaren Normal-Luftkondensatoren nach den Modellen der PTR parallel schaltbar, wozu auf den von der PTB verwendeten Meßbrücken¹ jeweils 3 Klemmen (Spannungseckpunkt, Indikatoreckpunkt und Erd-eckpunkt der Brücke) angeordnet sind.

Gegenüber normalen Drehkondensatoren weisen die mitgeteilten Konstruktionen folgende offensichtliche Vorzüge auf.

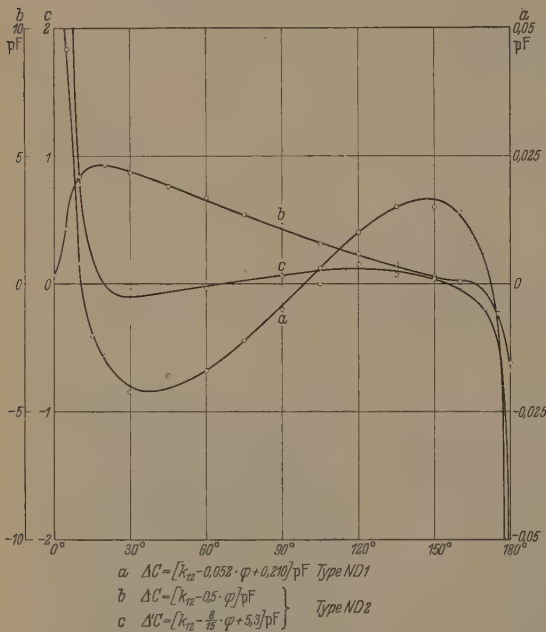


Abb. 5. ΔC -Kurven a) der Bauform ND1; b und c) der Bauform ND2.

1. Wie bereits auseinandergesetzt, geht die Anfangskapazität bis auf 0 herunter. In den Gl. (3) und (4) ist also $C_0 = 0$. Die Kapazität gehorcht daher einem Gesetz von der Form (Meßwertgleichung)

$$k_{12} = \alpha \cdot \varphi + \Delta C, \quad (5)$$

α in Gl. (5) ist der Steigungsfaktor $dC/d\varphi$; die Größe ΔC stellt die Abweichung von der Linearität, also eine Korrektur, dar. Wählt man die Gerade der Nennwertgleichung $k_{12} = \alpha \varphi$ als Bezugsgerade, so ergeben sich nicht unbedeutende Korrekturen ΔC der Gl. (5). Sie werden auf dem größten Teil der Skala wesentlich geringer, wenn man die Bezugsgerade der Meßwertkurven-Neigung besser anpaßt, doch muß man dann eine konstante, negative Korrektur $-\Delta_0 C$ in Kauf nehmen, die durch die Krümmung der Meßwertkurve am Skalenanfang bedingt ist, jedoch bei der Messung mit Hilfe von Einstellungs-

differenzen herausfällt. Statt der Gl. (5) erhält man dann

$$k_{12} = \alpha' \varphi - \Delta_0 C + \Delta' C, \quad (6)$$

wobei $\alpha' \neq \alpha$ ist und im allgemeinen nur einer der beiden α -Werte einen runden Betrag hat. Für $\varphi = 0$ ist

$$\Delta' C - \Delta_0 C = 0 \quad (7)$$

Die beiden Kurven für ΔC und $\Delta' C$ desselben Apparates sind in Abb. 5 dargestellt. Die Kurven sind in verschiedenem Maßstab gezeichnet; ihre Steigungsfaktoren sind in der Legende zu Abb. 5 angegeben. Die Abweichung von der Linearität ist bei der Kurve $c \leq 0,1 \text{ pF}$; bei Kurve b , deren Bezugsgerade durch den Nullpunkt gelegt ist, ist sie erheblich größer.

Die Abhängigkeit der Kapazität vom Drehwinkel braucht jedoch nicht notwendig linear zu sein, sondern man hat es in der Hand, ein beliebiges Änderungsgesetz der Kapazität in Abhängigkeit vom Einstellwinkel zu realisieren. Bei der Type ND1 läßt sich dies durch geeignete Formgebung der Öffnung, bei der Type ND2 durch zweckentsprechende Ausschnitte aus den festen Platten erreichen, doch würde diese Maßnahme zu einer wesentlichen Senkung des erreichbaren Kapazitätswertes führen.

2. Die Teilkapazität k_{12} hat keinerlei feste Substanz als Dielektrikum und ist daher völlig verlustfrei, da dielektrische Verluste in Gasen nicht nachweisbar sind. Sie eignet sich daher als Normalkapazität für die Messung dielektrischer Verluste im Substitutionsverfahren, insbesondere in Brückenschaltungen mit WAGNERSchem Hilfszweig, bei denen die Teilkapazitäten k_{10} und k_{20} gegen das Gehäuse in die Messung nicht eingehen.

3. Bei den Drehkondensatoren normaler Konstruktion wird der Ladestrom dem Rotor durch das Lager der Achse zugeführt, welches oft als Übergangswiderstand wirkt und daher Zuleitungsverluste verursacht, soweit es nicht durch eine Spirale überbrückt ist, die jedoch eine vorgeschaltete variable Induktivität darstellt. Bei der vorliegenden Konstruktion fällt diese Fehlerquelle weg, da die Ladeströme den beiden festen Systemen direkt zugeführt werden.

4. Die Konstanz von Normal-Drehkondensatoren ist, wie vielfache Beobachtungen zeigen, in der Regel geringer als die fester Normalkondensatoren. Diese Erscheinung hat ihre Ursache einerseits in der Lagerung des Rotors; sie läßt sich auch dann nicht ganz beseitigen, wenn man die gleitende Reibung eines Zapfenlagers durch die rollende Reibung eines Kugellagers ersetzt. Andererseits ist die Halterung der Rotorplatten an einem einzigen Punkt denkbar ungünstig, denn alle etwa in den Rotorblechen zurückgebliebenen Spannungen, die z. B. vom Walzprozeß herrühren, können Veränderungen in der Lage der Platten verursachen und dadurch die Kapazität beeinflussen. Bei den neuen Konstruktionen handelt es sich dagegen im Grunde um feste Kondensatoren mit den Vorzügen solcher in bezug auf die Konstanz, von deren Kapazität nur ein mehr oder weniger großer Teil durch den Rotor zur Wirksamkeit gebracht wird. Weiter wirkt sich der relativ große Plattenabstand günstig aus. Demgegenüber sind die natürlich ebenfalls vorhandenen Unsicherheiten in der Lage des Rotors ohne Einfluß auf die

¹ Hersteller der Kondensatoren sowie der Brücken, Fa. Pollard, Mönkeberg über Kiel, Stubenrauchstr. 26.

ekapazität k_{12} ; sie können nur in den Teilkapazitäten k_{10} und k_{20} auftreten, die durch zweckentprechende Schaltung des Apparates unwirksam gemacht werden können.

5. Die Form der Anschlüsse bedingt bei einseitig mit dem Gehäuse verbundenen Kondensatoren eine geringe Unsicherheit im Kapazitätswert infolge der gegenseitigen kapazitiven Beeinflussung zwischen Kondensator und Zuleitung. Diese Einflüsse fallen bei den neuen Formen in die Teilkapazitäten k_{10} und k_{20} , d. h. die neue Form ist bezüglich ihres Kapazitätswertes besser definiert als die bisherige, deren eines System in der Regel mit dem Gehäuse verbunden ist.

Demgegenüber sollen auch die Nachteile der Konstruktion nicht verschwiegen werden. Der Apparat ist wegen seiner drei Anschlüsse, von deren richtiger Benutzung seine Vorzüge abhängen, nur in beschränktem Umfange verwendbar; er eignet sich z. B. nicht für Schwingungskreise, weil in solchen die Bedingungen für seine Anwendbarkeit nicht erfüllt sind. Ferner ist auf die Größe seiner Teilkapazitäten k_{10} und k_{20} gegen das Gehäuse hinzuweisen. Diese sind von der Einstellung abhängig und übertreffen auf einem großen Teil der Skala die Meßkapazität k_{12} um ein Bedeutendes. Sie müssen daher durch besondere Kunstsaltungen unschädlich gemacht werden.

Es mag schließlich noch bemerkt werden, daß auch feste Normalkondensatoren nach dem gleichen Prinzip (Isolierung beider Belegungen 1 und 2 vom Gehäuse 0, feste Isolatoren nur in k_{10} und k_{20}) hergestellt werden und in einer Reihe runder Kapazitätswerte im Handel sind, die, wie oben erörtert, auch den Vorzug haben besser definiert zu sein. Indessen haben diese Normale bereits Vorgänger. So sind z. B. die Kapazitätsnormale festen Wertes des Elektrotechnischen Staatslaboratoriums (ETL), Tokyo [3], nach dem gleichen Prinzip gebaut, wenn auch das konstruktive Problem in anderer Weise gelöst wurde.

Zusammenfassung

Verf. beschreibt zwei Typen von Normaldrehkondensatoren, die von der üblichen Konstruktion insofern beträchtlich abweichen, als bei ihnen die Teilkapazität zwischen zwei festen Plattensystemen durch einen drehbaren Schirm meßbar geändert werden kann. Infolge ihrer drei Anschlüsse sind die Apparate nur in geeigneten Schaltungen (Brücken) verwendbar, besitzen dort aber folgende Vorzüge vor den üblichen Konstruktionen:

1. Die Anfangskapazität geht bis auf 0 herunter.
2. Die Meßkapazität ist völlig verlustfrei.
3. Das Rotorlager ist stromlos.
4. Die zeitliche Konstanz ist die gleiche wie bei festen Normal-Luftkondensatoren.
5. Die Meßkapazität ist exakter definiert als bei einseitig mit dem Gehäuse verbundenen Kondensatoren.

Literatur: [1] ZICKNER, G.: Elekt. NachrTech. 7, 443, (1930). — [2] GIERE, E. und G. ZICKNER: Z. Instrumkde. 53, 1, 49, 97, (1933). — [3] OGAWA, K.: Res. elektrotech. Lab., Tokyo, Nr. 277, (1930).

Dr. G. ZICKNER,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Eine Schleifdrahtwalze für die TOWNSENDSchaltung als einfaches Hilfsmittel zur Präzisionsmessung von sehr großen Widerständen*

Von HERBERT METTE

Mit 5 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Widerstände von der Größe über 10^{10} Ohm bestimmt man häufig dadurch, daß man einen Strom zu solcher Stärke i regelt, bis er an dem Widerstand w einen Spannungsabfall u' erzeugt, der einer gegebenen Spannung u gleich ist, was durch Stromlosigkeit eines Nullinstrumentes (Abb. 1) angezeigt wird. Dann ist

$$w = \frac{u}{i} \quad (\text{Gl. 1})$$

Das Nullinstrument muß einen genügend hohen Innenwiderstand besitzen, geeignet ist z. B. ein empfindliches Elektrometer. Der kleine Strom i , der regelbar und dessen Größe genau berechenbar sein muß, kann nun nach einem der beiden Verfahren erzeugt werden, die auf der Ausnutzung des Verschiebungsstromes in einem Kondensator beruhen und die von HARTSHORN [1] und TOWNSEND [2] vorgeschlagen wurden.

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

1. **HARTSHORNverfahren** [3, 4]: Die Kapazität C eines Drehkondensators im Stromkreis des zu messenden Widerstandes wird stetig so langsam verändert, daß seine Platenspannung U konstant bleibt. Dem entspricht ein Entladestrom der

Stärke $i = U \frac{dC}{dt}$, den man in Übereinstimmung mit HARTSHORN [1] und LYNCH und WESENBERG [7] als Verschiebungsstrom bezeichnen kann.

2. **TOWNSENDverfahren** [5–8]: Verändert man statt dessen bei konstanter Kapazität C die Spannung U stetig, so beträgt der Verschiebungsstrom $i = C \frac{dU}{dt}$. An w wird dann der Spannungsabfall u erzeugt.

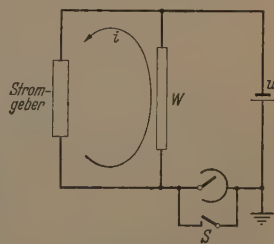


Abb. 1. Meßprinzip für sehr große Widerstände.

Man erhält bei Verwendung des HARTSHORN-
verfahrens für w :

$$w = \frac{u}{U} \frac{dC}{dt} \quad (\text{Gl. 2a})$$

und mit Hilfe des TOWNSENDverfahrens:

$$w = \frac{u}{C} \frac{dU}{dt} \quad (\text{Gl. 2b})$$

Welches von beiden Verfahren man zweckmäßiger-
weise anwendet, wird wesentlich von den zur Ver-

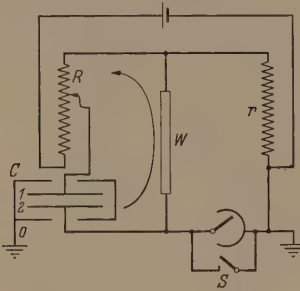


Abb. 2. Schaltbild der TOWNSENDmethode.

fügung stehenden Hilfsmitteln abhängen. Hier
wurde das TOWNSENDverfahren gewählt. Daß man
anstelle eines Präzisions-Drehkondensators, der
beim HARTSHORNverfahren benötigt wird, mit einem
einfachen, genau bekannten Festkondensator aus-
kommt, ist dann besonders vorteilhaft, wenn man
den Meßbereich der Anordnung über mehrere Größen-
ordnungen auszudehnen wünscht. In diesem Fall
benötigt man einen Satz von Kondensatoren ver-
schiedener Größenordnungen, die nach Bedarf
gegeneinander ausgewechselt werden können.

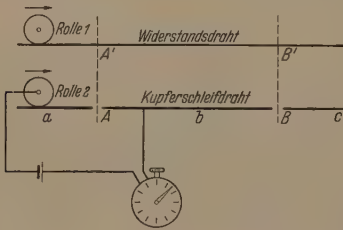


Abb. 3. Schema zur Messung von $\frac{dR}{dt}$ mit Doppelschleifdraht.

Die nachstehend beschriebene einfache Vorrich-
tung zur Erzeugung eines gewünschten $\frac{dU}{dt}$ für das
TOWNSENDverfahren hat sich bei der Prüfung von
sehr großen Widerständen bewährt.

Da es nach Gl. 2b immer nur auf das Verhältnis
zweier Spannungsgrößen ankommt, greift man sie
als Spannungsabfälle eines Stromes an zwei hinter-
einandergeschalteten Widerständen r und R ab,
deren Widerstandsverhältnis bekannt ist (Abb. 2).
Der Strom braucht dann nicht genau bekannt zu
sein, es wird nur Konstanz vorausgesetzt. Seine
Größe beeinflusst allein die Meßempfindlichkeit.

Gl. 2b wird damit

$$w = \frac{r}{C} \frac{dR}{dt}; \quad (\text{Gl. 3})$$

r ist ein Präzisionswiderstand, R ein blanker Wider-
standsdraht aus Konstanten von 0,16 mm \varnothing , über
den eine Kontaktrolle aus Messing mit regelbarer
Geschwindigkeit gefahren werden kann. Die Größe
von $\frac{dR}{dt}$ ergibt sich durch Messen der Zeit Δt , während
der ein bestimmtes Stück ΔR des Schleifdrahtes
überstrichen wird. Das geschieht mit einer zweiten
Rolle, die synchron mit der ersten auf einem Kupfer-
draht läuft, der in drei isolierte Abteilungen unterteilt
ist. Das Schema der Schaltvorgänge erläutert die
Abb. 3:

Nach Öffnen des Elektrometerschalters S wird
die Rolle 1 während der gesamten Meßdauer mit
solcher Geschwindigkeit über den Widerstandsdraht
bewegt, daß das Nullinstrument-Elektrometer keinen
Aus Schlag zeigt. Rolle 2 läuft zunächst über den
toten Abschnitt a des Kupferdrahtes. Erreicht sie
die Stelle A , wird der Kontakt einer elektrischen
Stoppuhr geschlossen, an der Stelle B die Uhr wieder

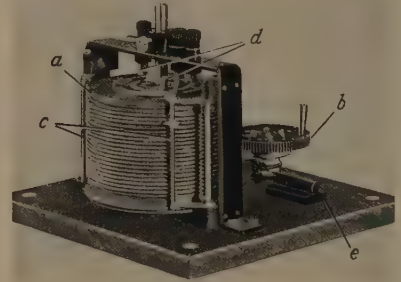


Abb. 4. Technische Ausführung der Doppelschleifdraht-
walze. a) Walze; b) Zahnrad zum Ankuppeln des Motors;
c) Achse, Träger der verschleißbaren Kontaktrollen;
d) Schleifringe zur Stromzuführung der Schleifdrähte;
e) Spanner für den Antriebsriemen.

ausgeschaltet. Währenddessen hat die Rolle 1 auf
dem Widerstandsdraht die Strecke $A'B'$ mit dem
Widerstand ΔR durchlaufen. Damit wird erreicht,
daß die Messung der entscheidenden Größe $\frac{\Delta R}{\Delta t}$ erst
nach Ablauf einer zum Abgleichen und Einregeln
des Systems hinreichenden Zeit einsetzt. Ist ΔR
einmal bestimmt, vereinfacht sich Gl. 3 zu

$$w = k \cdot \Delta t, \quad (\text{Gl. 4})$$

wo die Apparatekonstante $k = \frac{r}{C \cdot \Delta R}$ ist. Als einzige
variable Größe bei jeder Messung bleibt Δt an der
Stoppuhr abzulesen. Die Streuung von Δt bei mehr-
maliger Messung desselben Widerstandes ist damit
unmittelbar ein Maß für die Reproduzierbarkeit
der Messung. Widerstände gleicher Größenordnung
können direkt durch ihre Δt -Werte miteinander ver-
glichen werden. Da Einschalt- und Ausschaltvor-
gänge automatisch erfolgen und unabhängig von
persönlichen Reaktionsmomenten sind, kann die
Aufmerksamkeit des Prüfenden voll auf das Ab-
gleichen der Anordnung gerichtet werden, also darauf,
durch Regeln der Umdrehungsgeschwindigkeit eines
Motors das Elektrometer auf Null zu halten.

Die technische Ausführung der Anordnung ist aus Abb. 4 ersichtlich. Beide Schleifdrähte sind in einer Doppelspirale auf eine Kunststoffwalze von 10 cm Höhe und 10 cm \varnothing gewickelt. Der Widerstand muß, damit an ihm noch eine genügend hohe Spannung abfallen kann (50 V und mehr), möglichst lang und dünn sein. Da die Kontaktrolle aber durch einen dünnen Draht nicht mehr selbst geführt werden kann, wurde der Draht in eine Rille eingebettet, die in die Walze eingeschnitten worden war. Das Profil der Rille, die sich nach einigen Versuchen als geeignet erwies, zeigt die Abb. 5. In der Rille ist der Draht unverschiebbar. Die Rolle erhält ihre Führung durch die Rillenwand, im übrigen ist sie fest mit dem Rahmen des Aufbaues verbunden und längs ihrer Achse, die gleichzeitig auch als Stromleiter dient, verschiebbar. Ein Federdruck auf die Achse rückt die Rolle leicht gegen den Schleifdraht. Es zeigte sich, daß damit über die gesamte Länge von 2 m des Schleifdrahtes ein ausgezeichnete Kontakt erzielt wird. Die Stromzuführung für den Schleifdraht erfolgt durch Schleifringe an der Oberseite der Walze. Die zweite Spirale besteht aus 1 mm \varnothing Kupferdraht, der an der Oberseite des Profils (Abb. 5) verläuft und in drei voneinander isolierte Längen (a , b , c) unterteilt ist, von denen der Mittelteil b über einen Schleifring mit einem Pol einer elektrischen Stoppuhr verbunden ist. Der zweite Pol des Zeit-

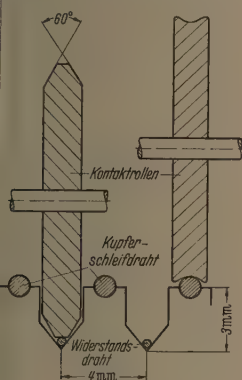


Abb. 5. Oberflächenprofil der Schleifdrahtwalze.

nehmers führt zu der Rolle, die auf dem Kupferdraht läuft. Diese Rolle ist ebenfalls fest am Rahmen der Drehwalze montiert, die Bewegung beider Rollen relativ zur Walze ist also synchronisiert. Die Drehwalze wird durch einen stark unterputzten regelbaren Gleichstrommotor auf der gewünschten Drehgeschwindigkeit gehalten. Die Anordnung (Grundschaltung Abb. 2) war im vorliegenden Fall zur Messung von Widerständen der Größe $0,11 \text{ Ohm}$ auslegt, C war ein Normalkondensator von $552,0 \text{ pF}$, $r = 50,00 \text{ Ohm}$, $R = 289,95 \text{ Ohm}$. Die Apparatekonstante betrug damit $3,124 \cdot 10^3$

$\frac{\text{Volt}}{\text{Amp.} \cdot \text{sec}}$. Als Meßzeit wurde z. B. für einen Hochohmwiderstand amerikanischer Herkunft bei 21°C die Zeitdifferenz $\Delta t = 314,0 \text{ sec}$ ermittelt. Sein Widerstandswert beträgt damit nach Gl. 4: $w = 9,809 \cdot 10^{10} \Omega$. Da viele der zu messenden Widerstände oberhalb 10 V merklich spannungsabhängig sind, wurde als Meßspannung der Betrag von 6 V gewählt. Als Nullinstrument bewährte sich wegen seiner guten Nullpunkt Konstanz und geringen Eigenkapazität ($6,3 \text{ pF}$) das Drehblatt-Elektrometer nach FRANK [9] ($\text{Empf.} = 1 \frac{\text{mm}}{\text{mV} \cdot \text{m}}$, Schwingungsdauer $= 0,6 \text{ sec}$). Der Kondensator war so beschaffen, daß seine Plattensysteme einzeln gegen das Gehäuse, jedoch nicht gegeneinander abgestützt waren. Das Gehäuse 0 wurde auf Erdpotential gelegt, auf dem nach Abgleichen der Anordnung das Plattensystem 2 liegt, so daß hier kein unerwünschter Nebenschluß über die Plattenstützen auftreten konnte. Durch die Wahl von Quarzglas als Isoliermaterial konnte auch die Ableitung über die Teilkapazität k_{10} vernachlässigbar klein gehalten werden. Das Widerstandsverhältnis war auf 10^{-4} bekannt, C auf $3 \cdot 10^{-4}$, die Stoppuhr gestattete die Ablesung auf $1/100 \text{ sec}$. Die Meßwerte ein und desselben Widerstandes waren auf mindestens 10^{-3} ihres Wertes reproduzierbar. Der Vergleich mit Werten, die nach anderen Methoden gewonnen wurden, zeigte, daß die Meßwerte nach dem beschriebenen Verfahren auf etwa $0,1\%$ als gesichert gelten können.

Zusammenfassung

Es wird eine Doppelschleifdrahtwalze beschrieben. Der erste Schleifdraht erzeugt die linear veränderliche Spannung in der TOWNSEND-Schaltung. Der zweite Schleifdraht bewirkt das Ein- und Ausschalten eines elektrischen Zeitmessers. Die Anordnung eignet sich zur Präzisionsmessung von sehr großen Widerständen.

Literatur: [1] HARTSHORN, L.: J. sci. Instrum. 3, 297 (1926). — [2] TOWNSEND, J. S.: Phil. Mag. 6, 598 (1903). — [3] HIGGS, P. J.: J. sci. Instrum. 10, 169 (1933). — [4] SCOTT A. H.: J. Res. nat. Bur. Stand. 50, 147 (1953). — [5] CROMPTON, R. und D. J. SUTTON: Proc. roy. Soc. A 215, 467 (1952). — [6] JERRIS, M. W.: Electron. Engng. 26, 100 (1954). — [7] LYNCH, F. J. und C. L. WESENER: Rev. sci. Instrum. 25, 251 (1954). — [8] FRY, R. M.: J. sci. Instrum. 31, 269 (1954). — [9] FRANK, J.: Phys. Z. 36, 647 (1935)

Dipl.-Phys. HERBERT METTE,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Elastisches Stabmanometer mit exzentrischer Bohrung für Drucke bis 9500 kp/cm^2 *

VON J. GIELESSEN

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Für genauere Hochdruckmessungen werden Kolbenmanometer und Manganinwiderstandsmanometer verwendet. Der Meßbereich der erstgenannten Geräte reicht z. Zt. bis etwa 12000 kp/cm^2 . Das elektrische

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

Druckmeßverfahren (Manganinwiderstandsmanometer) gestattet die Messung von Drucken bis über 20000 kp/cm^2 . An diese Geräte werden die einfacher zu handhabenden Manometer mit Bourdonfedern, die im allgemeinen ovalen Querschnitt besitzen, angeschlossen. Diese werden serienmäßig für Drucke

bis 5000 kp/cm² hergestellt. Vereinzelt sind auch Bourdonfedern für Drucke bis 10000 kp/cm² gefertigt worden. Eigene Untersuchungen an einer dieser Federn zeigten, daß die Unterschiede in den Anzeigen zwischen Aufwärts- und Abwärtsgang, die ein Maß für die Güte einer Manometerfeder darstellen, ziemlich groß sind.

Ein anderes mechanisches Meßgerät für hohe Drucke ist das gerade, zentrisch gebohrte, stuwandige Stahlrohr, das durch Innendruck eine Verlängerung in Längsrichtung erfährt. Die verhältnismäßig kleine Längenänderung kann als Maß für den Druck dienen [1]¹.

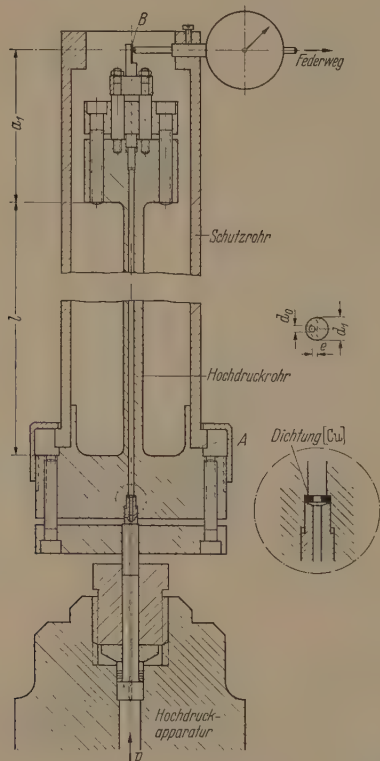


Abb. 1. Schematische Darstellung des Stabmanometers. Fertigungsmaße:
 $a_1 = 130,2 \text{ mm}$; $l = 332,4 \text{ mm}$; $d_2 = 4,96 \text{ mm}$; $d_1 = 16,42 \text{ mm}$; $e = 2,85 \text{ mm}$;
 $q = 0,302 = \frac{r_0}{r_1}$; $\varepsilon = 0,498 = \frac{e}{r_1 - r_0}$.

Ein weiteres elastisches Druckmeßgerät dieser Art ist das gerade Rohr mit exzentrischer Bohrung [2]. Dieses zeigt bei Innendruck eine Auslenkung des freien Federendes nach der stärkeren Seite der Wand. Berechnungen über den Spannungszustand solcher Rohre sind von mehreren Seiten durchgeführt worden [3—5]. Nachfolgend werden erstmalig die Konstruktion eines Stabmanometers mit exzentrischer Bohrung für Drucke bis etwa 10000 kp/cm² beschrieben und die damit gewonnenen Meßergebnisse mitgeteilt.

¹ Frühere, nicht veröffentlichte Messungen von J. GIELESSEN an geraden Manometerfedern mit zentrischer Bohrung zeigten die Brauchbarkeit dieser Rohre zur Messung von Drucke bis über 10000 kp/cm².

1. Versuchsanordnung

Das Hochdruckrohr des Manometers ist nach den Angaben von WUEST² berechnet worden. Seine Abmessungen sind so gewählt (s. Abb. 1), daß die Beanspruchung bei Drucken bis zu 6500 kp/cm² im elastischen Bereich bleibt, wenn als Streckgrenze des verwendeten Materials D 22 S (Deutsche Edelstahlwerke) der Wert 140 kp/mm² (Anlaßtemperatur des Stahles 420—450 °C) zugrunde gelegt wird. Bei der Wahl des Exzentrizitätsmaßes ($\varepsilon = \frac{e}{r_1 - r_0} = 0,5$) ist berücksichtigt worden, daß sich dieses durch die spätere Autofrettage etwas in Richtung zum günstigen Wert ($\varepsilon = 0,6$) verschiebt.

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Das Hochdruckrohr ist von einem Schutzrohr umgeben, das fest gegen eine Anlagefläche A des Druckrohres gezogen wird. Am oberen Ende dieses Mantelrohres ist eine Meßuhr befestigt, mit der die Auslenkung des freien Federendes bestimmt werden kann. Der Taststift der Meßuhr arbeitet gegen eine Glasfläche, die mit Araldit an einem Verlängerungsstück B des Hochdruckrohrverschlusses befestigt ist.

Zum Zwecke der Untersuchung wurde das Manometerrohr an eine Hochdruckpresse angeschlossen und der Druck mit einem Manganinwiderstandsmeter von etwa 10 Ohm in Verbindung mit einem Kompensator nach Dieselselhorst bestimmt. Die Druckflüssigkeit bestand aus 25 Teilen Paraffinöl DAB 6, 25 Teilen Dekalin und 50 Teilen Petroleum.

2. Meßergebnisse

Änderungen in der Anzeige des Nullpunktes nach Druckanwendung traten nicht auf. Auch durch Belastung mit Drucken bis 9500 kp/cm² wurde der Nullpunkt nicht verschoben. Erst nach Anwendung eines Druckes von 10000 kp/cm² ergab sich eine Nullpunktsänderung von etwa 0,02 mm, das sind $\approx 0,7\%$ des Gesamtfederweges. Nach dieser Autofrettage wurde das Manometerrohr nur noch bis 9500 kp/cm² belastet.

Mit dem vorbehandelten Rohr wurden 4 Meßreihen im Auf- und Abwärtsgang durchgeführt. Dabei wurde das Manometerrohr jeweils 10 bis 15 Minuten auf dem Druckhöchstwert gehalten.

Wie aus Tab. 1 zu ersehen ist, sind die Nullpunktänderungen vernachlässigbar klein. Die maximalen Abweichungen der Einzelmessungen vom Mittelwert betragen bis zu 0,003 mm, das sind etwa 0,1% des Gesamtfederweges. Die Unterschiede der Mittelwerte zwischen Abwärts- und Aufwärtsgang (Hysteresis) sind geringer als 0,1% des Endausschlages.

Die Abweichungen von der Proportionalität zwischen Druck und Federweg über den gesamten Meßbereich sind sehr gering. Die Abweichungen der Mittelwerte von einer Geraden sind in Tab. 2 zusammengestellt und in Abb. 2 dargestellt. Der Verlauf der Kurve im Meßbereich von 6000 bis 9500 kp/cm² wurde durch später angestellte Messungen besonders ermittelt. Diese geringen Abweichungen von der Proportionalität zwischen Druck und Federweg im elastischen Bereich des Stabmanometers sind durch

² In W. WUEST: [5] S. 18 sind im oberen Diagramm der Abb. 4 die Werte der Abszissenscale durch 2 zu dividieren.

Tabelle 1.

Über- druck in kp/cm³	Federweg in mm					max. Abwei- chung vom Mittel in mm	Hyste- resis in mm (Mittel- werte)
	Messung vom				Mittel- wert		
	19.1.	20.1.	21.1.	22.1.			
0	0,000	0,001	0,000 ₅	0,000 ₅	0,000		
2000	0,630	0,632	0,633	0,634	0,633	0,003	0,002
2000 *	0,631	0,634	0,635	0,634			
4000	1,263	1,262	1,262	1,262	1,263	0,001	0,001
4000 *	1,263	1,264	1,264	1,264			
6000	1,897	1,896	1,896	1,896	1,897	0,002	0,001
6000 *	1,897	1,896	1,897	1,899			
8000	2,547	2,546	2,548	2,548	2,548	0,002	0,000
8000 *	2,546	2,548	2,548	2,550			
9500	3,026	3,025	3,026	3,024	3,027	0,002	
9500 *	3,028	3,028	3,029	3,028			
8000	2,548	2,548	2,550	2,550	2,548	0,002	
8000 *	2,546	2,548	2,548	2,550			
6000	1,896	1,898	1,899	1,899	1,897	0,002	
6000 *	1,896	1,895	1,898	1,899			
4000	1,265	1,263	1,266	1,264	1,264	0,002	
4000 *	1,261	1,262	1,263	1,264			
2000	0,636	0,636	0,635	0,633	0,635	0,002	
2000 *	0,635	0,634	0,637	0,634			
0	0,000	0,000 ₅	0,000 ₅	0,000 ₅			

* ohne Druckänderung 5 Minuten später

das verwendete Material D 22 S bedingt. Bei einer für Versuchszwecke aus demselben Material hergestellten Bourdonfeder traten derartige Abweichungen im verstärkten Maße auf. Außerdem zeigten diese und handelsübliche Bourdonfedern für dieselbe Druckstufe nach Autofrettage gegenüber dem Stabmanometer Hysteresiswerte, die größer als 1 % des Gesamtfederweges waren.

JENSCH [6] hat bei Zugversuchen im elastischen Bereich Abweichungen vom HOOKESchen Gesetz gefunden.

3. Vergleich mit der WUESTschen Theorie

Der Federweg ergibt sich [5] zu

$$f = \frac{l^2}{d_1} \left(1 - \frac{2}{m}\right) \left(1 + \frac{2a_1}{l}\right) \frac{4\epsilon \varrho^2}{(1+\varrho)(1-\varrho^4) - (1-\varrho)4\varrho^2\epsilon^2} \cdot \frac{p}{E}.$$

Tabelle 2.

Über- druck in kp/cm²	Federweg in mm		
	beobachtet (Mittelwerte)	berechnet **	beob.—ber.
0	0	0	0
2000	0,633	0,635	-0,002
4000	1,263	1,270	-0,007
6000	1,897	1,905	-0,008
8000	2,548	2,540	+0,008
9500	3,027	3,016	+0,011
8000	2,548	2,540	+0,008
6000	1,897	1,905	-0,008
4000	1,264	1,270	-0,006
2000	0,635	0,635	0,000
0	0	0	0

** $f' = 3,175 \cdot 10^{-4} \cdot p$

Setzt man E mit $2,10 \cdot 10^6$ kp/cm², μ mit 0,288, die wirksame Länge¹ des Rohres mit 316,0 mm und die wirksame Länge² des Verlängerungsstückes a_1 mit 130,2 mm ein, so ergibt sich der Federweg f zu $3,31 \cdot 10^{-4} \cdot p$ in befriedigender Übereinstimmung mit dem Wert $f' = 3,175 \cdot 10^{-4} \cdot p$ für die Mittelgrade der Beobachtungswerte.

Für die größte Beanspruchung

$$\sigma_p = \sqrt{3} \frac{r_1^2}{r_1 - (r_0 + e)^2} \left(1 - e \frac{2r_0 + e}{r_1^2 + r_0^2}\right) \cdot p$$

ergibt sich für den Druck von 9500 kp/cm² ein Wert von etwa 200 kp/mm². An einem Probefederstab von 8 mm Ø, der in ähnlicher Weise wie das Stabmanometer vergütet war, wurde eine Zugfestigkeit von etwa 146 kp/mm² festgestellt. Da bei dem o. a. Druck keine plastischen Verformungen auftreten, die sich in einer Änderung des Nullpunktes bemerkbar machen müßten, geht der Meßbereich des Stabmanometers auch ohne Autofrettage weit über den Bereich hinaus, der auf Grund der größten Beanspruchung berechnet wird.

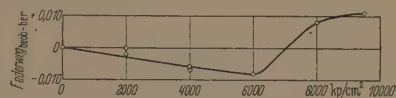


Abb. 2. Abweichung der Mittelwerte von einer Geraden in Abhängigkeit vom Druck.

Zusammenfassung

Ein Stabmanometer mit exzentrischer Bohrung, verwendbar für Drucke bis 9500 kp/cm², wurde hergestellt und untersucht. Der experimentell bestimmte Federweg stimmt mit dem nach Angaben von WUEST berechneten befriedigend überein. Die höchste zulässige Belastung des Stabmanometers ist auch ohne Autofrettage wesentlich größer als diejenige, die sich auf Grund der berechneten größten Beanspruchung ergibt. Die Abweichungen von der Proportionalität zwischen Druck und Federweg sind kleiner als 1 %. Werden diese Abweichungen bei der Skalenteilung berücksichtigt, so erfüllt das Stabmanometer die Bedingungen, die an Feinmeßmanometer gestellt werden.

Ich danke Herrn Dipl.-Phys. LANDWEHR für die Berechnung der Abmessungen des Stabmanometers, Herrn Dr. OBERST für die Bestimmung der elastischen Konstanten des Materials D 22 S und Herrn Dr. HILD für die Ermittlung der Zugfestigkeit des verwendeten Werkstoffes.

Literatur. [1] WUEST, W.: Z. Ver. dtsch. Ing. 93, 1129 (1952). — [2] DRP 743613 (1937), Franz. Pat. 846870 (1938). — [3] BRICAS, M.: La théorie de l'élasticité bidimensionale, Athen 1930. — [4] WEINEL, E.: Z. angew. Math. Mech. 17, 284 (1937). — [5] WUEST, W.: Ingen.-Arch. 19, 12 (1951). — [6] JENSCH, G.: Mitt. MatPrüfAmt Berl. (1921). S. 187 ff.

Dr. J. GIELESSEN,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

¹ Die gemessene Länge des Rohres ist, wie üblich, an beiden Enden um den Betrag des halben Außendurchmessers verkleinert.

² Zur gemessenen Länge der Übersetzung ist noch der Betrag des halben Außendurchmessers des Rohres hinzugefügt.

Zur Frage der Koma-Behebung bei Spektrometern mit sphärischen Hohlspiegeln*

Von W. LEO

Mit 10 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

1. Problemstellung; Mängel der Spiegelabbildung in Ultrarotspektrometern

Die ständig wachsende Bedeutung der Ultrarotspektroskopie hat in den letzten Jahren zu einer Fülle von Typen hochentwickelter Spegelspektrometer (Monochromatoren) geführt, mit denen Absorptions-, Emissions- oder Reflexionsmessungen meist selbstregistrierend und vielfach vollautomatisch ausgeführt werden können und die damit besonders den Bedürfnissen der Praxis nach Schnelligkeit des Meßverfahrens und leichter Handhabung entsprechen [1—3]. Der hohe Aufwand an elektronischen Regelorganen, der in solchen selbsttätigen Ultrarotspektrometern erforderlich ist — Dispersionsentzerrung, Spaltbreitenkorrektur, Quotientenbildung

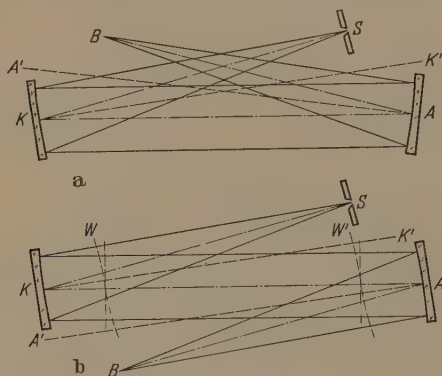


Abb. 1. Spiegelstrahlengänge in gekreuzter und in z-förmiger Anordnung (CZERNY).

usw. — geht aber bisher in vielen Fällen über die rein optische Leistungsfähigkeit der betreffenden Geräte weit hinaus. Eine kritische Betrachtung der bisher üblichen Ultrarotgeräte zeigt, daß häufig das tatsächliche spektrale Auflösungsvermögen erheblich hinter den Werten zurückbleibt, die mit dem verwendeten Dispersionsystem theoretisch erreichbar sein müßten.

Der Grund hierfür liegt in den bekannten und schwer behebbaren Mängeln der Spiegeloptik, auf die man im ultraroten Spektralgebiet angewiesen ist. Während man es bei Linsenoptik im sichtbaren und ultraviolettten Gebiet weitgehend in der Hand hat, durch Korrektur der Bildfehler eine genügend scharfe Abbildung zu erzielen, um die Leistungsfähigkeit des Dispersionsystems annähernd voll auszunutzen, gelingt dies mit sphärischen Abbildungsspiegeln bisher nur in unzureichendem Maß, zumal da man es in Spektrometeranordnungen durchweg mit außeraxialer Abbildung (s. folgenden Abschnitt) und — bei einigermaßen lichtstarken Systemen — auch mit verhältnismäßig großen Spiegelöffnungen zu tun hat.

Diese Schwierigkeiten sind — vorwiegend in der USA — bisher dadurch umgangen worden, daß man anstelle sphärischer Hohlspiegel außeraxiale Parabolspiegel verwendet, mit denen sich die erwähnten Bildfehler weitgehend beheben lassen.

Dieser Ausweg stellt aber eine überaus unerwünschte Erschwerung für den serienmäßigen Bau leistungsfähiger Ultrarotspektrometer dar. Asphärische Spiegel vorgegebener Flächenform lassen sich durchweg nicht in einfacher Weise maschinell bearbeiten und sind deshalb weit schwieriger herzustellen als sphärische Spiegel; sie bedürfen meist kostspieliger Einzelherstellung und Nachbearbeitung von Hand, wobei die Flächenform ständig interferometrisch kontrolliert werden muß. Dazu kommen noch besondere Schwierigkeiten der Justierung außeraxialer Paraboloidzonen und die Gefahr ihrer nachträglichen Verspannung, worauf hier nicht im einzelnen eingegangen werden soll. Allgemein kann jedoch gesagt werden, daß die Behebung der Fehler der Spiegelabbildung durch besondere asphärische Flächengestaltung ein äußerst kostspieliger und technisch unbefriedigender Notbehelf ist.

Für das Problem der Weiterentwicklung leistungsfähiger Ultrarotspektrometer ist es daher von grundsätzlicher Bedeutung, ob und in welchem Maß es möglich ist, auch mit sphärischen Spiegeln einwandfreie Abbildungsbedingungen und eine Linienschärfe zu erzielen, mit der das Auflösungsvermögen bis an die durch das Dispersionsystem gegebene Grenze gesteigert werden kann. Zu dieser Frage sollen im Nachstehenden einige bisher anscheinend nicht bekannte Gesichtspunkte gegeben werden.

2. Teilkompensation der Bildfehler nach dem Prinzip von CZERNY und TURNER

Der Strahlengang einer Spektrometeranordnung mit Spiegeloptik besteht im wesentlichen aus einem Kollimatorspiegel K (Abb. 1), der das vom Eintrittsspalt S kommende Licht zu einem Parallelbündel richtet, und einem Abbildungsspiegel A , mit dem das Lichtbündel nach Durchlaufen des Dispersionsystems zu einem möglichst scharfen Bild B des Eintrittsspalts wieder vereinigt werden soll. Das Dispersionsystem (Prisma oder Gitter), das im Parallelbündel zwischen den Spiegel K und A angeordnet wird, ist in der Abbildung fortgelassen und kann zunächst außer Betracht gelassen bleiben, da es — abgesehen von der Strahlenlenkung — an dem grundsätzlichen Strahlengang nichts wesentliches ändert.

Die skizzierten grundsätzlichen Spiegelanordnungen (a oder b der Abb. 1), die mit unwesentlichen technischen Abwandlungen in allen Ultrarotspektrometern zur Anwendung kommen, bringen es unvermeidlich mit sich, daß sich sowohl der Eintrittsspalt S als auch der Ort B der Spaltabbildung außerhalb der Spiegelachsen KK' bzw. AA' befin-

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

en¹. Dadurch werden bei Verwendung sphärischer Spiegel *astigmatische* und *Komafehler* der Abbildung verursacht, die bei merklicher Spiegelneigung von einem Betrage sind, daß sie die verhältnismäßig geringen *sphärischen* Fehler in der Achse, die bei leichtparabolischer Form der Spiegelflächen entstehen, weit überwiegen (s. Abschn. 4).

Der Astigmatismus der Abbildung bewirkt zwar eine gewisse Längsverzerrung der mit der Anordnung erzeugten Spektrallinien und damit einen Intensitätsverlust in der optischen Achse, hat aber sonst auf die Linienschärfe und das spektrale Auflösungsvermögen keinen wesentlichen Einfluß. Die *Koma* dagegen erzeugt eine erhebliche Bildverschlechterung, die sich in einseitiger diffuser Unschärfe jeder Spektrallinie ausdrückt und das Auflösungsvermögen stark herabsetzt (vgl. z. B. Abb. 5, S. 198).

Wie CZERNY und TURNER schon 1930 gezeigt haben [4], lassen sich gerade diese überaus störenden Komafehler auch bei Verwendung sphärischer Spiegel nahezu vollständig beseitigen, wenn die beiden Spiegel *K* und *A* symmetrisch nach *entgegengesetzten* Seiten des Parallelbündels geneigt werden (Abb. 1b). Wird diese Symmetriebedingung nicht beachtet und der Strahlengang mit unzuweckmäßiger *gegenläufiger* Spiegelneigung angeordnet (Abb. 1a), so verstärken sich die Komafehler an beiden Spiegeln und erzeugen im Punkt *B* eine stark deformierte und für die angestrebte Spektralzerlegung fast unbrauchbare Abbildung des Spaltes *S* (vgl. [5] und Abb. 4 im folgenden Abschnitt).

Hierauf beruht es übrigens auch, daß Spiegelanordnungen mit *Autokollimation*, wie sie in UR-Spektrometern zuweilen benutzt wurden, durchweg unbefriedigende Abbildungen liefern. Denn ein Strahlengang nach Abb. 2, bei dem ein Hohlspiegel *K* gleichzeitig als Kollimator und als Abbildungsspiegel dient, hat zwangsläufig die gleichen Eigenschaften wie die der Abb. 1a entsprechende Anordnung, die man erhalten würde, wenn man sich den Planspiegel *R* des Autokollimationsstrahlenganges weggenommen und durch ein zweites Spektersystem ersetzt denkt (gestrichelter Teil der Abb. 2).

Aus dem Gesagten geht hervor, daß es bei außeraxialer Abbildung mit sphärischen Spiegeln von entscheidender Wichtigkeit ist, die CZERNY-TURNERschen Symmetriebedingungen für die Neigungswinkel der Spiegel einzuhalten. Wie im folgenden gezeigt werden soll, genügt diese Bedingung aber noch nicht, um in Spektrometeranordnungen völlig einwandfreie Abbildungen zu erzielen.

3. Der Einfluß des Dispersionssystems

Die genannten Symmetriebedingungen beziehen sich, wie oben erwähnt, zunächst nur auf ungestörte einfache Strahlengänge zwischen einem Kollimator und einem Abbildungshohlspiegel nach Abb. 1. Der Einfluß des Dispersionssystems, das in Spektrometeranordnungen zwischen beiden Spiegeln in das Parallelstrahlbündel eingefügt wird, ist bisher außer Betracht gelassen und ändert in der Tat an der Güte der jeweils entstehenden Abbildung nichts, solange es sich bei der spektralen Zerlegung des Lichtes um Querschnitt des durchtretenden oder reflektierten

Parallellichtbündels nicht verändert. Dieser Fall eines unveränderten Lichtbündelquerschnittes ist aber bei Einfügung eines Dispersionssystems in die oben skizzierten Spiegelstrahlengänge im allgemeinen *nicht* gegeben. Er tritt bei prismatischer Spektralzerlegung nur im Sonderfall des *Minimumdurchganges*, bei Verwendung eines Reflexionsgitters nur im Fall der *Autokollimation* ein. In allen anderen Fällen hat man es je nach Wellenlänge und Stellung des Dispersionssystems mit mehr oder weniger starker *Querschnittsveränderung* des Parallellichtbündels vor und nach der Spektralzerlegung zu tun (Abb. 3).

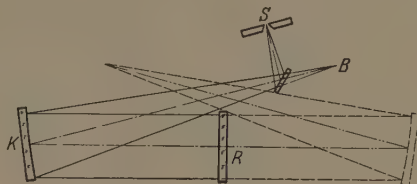


Abb. 2. Spiegelanordnung mit Autokollimation.

Das bedeutet aber, daß die Symmetrie des Strahlenganges, wie sie nach CZERNY und TURNER zur Behebung der Komafehler der Abbildung erforderlich ist (Abb. 1b), durch das Dispersionssystem wesentlich gestört wird (schematische Abb. 3b).

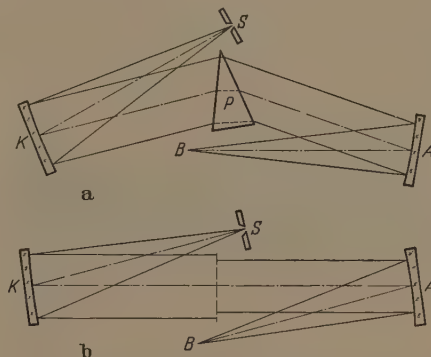


Abb. 3. Querschnittsveränderung des Strahlenganges bei prismatischer Zerlegung außerhalb der Minimumstellung.

Das Ausmaß dieser Störung, durch die die Mängel der bisherigen Spektrometeranordnungen mit sphärischen Spiegeln hauptsächlich verursacht werden, läßt sich experimentell deutlich zeigen. Abb. 4 veranschaulicht zunächst die Verhältnisse an einfachen Spiegelanordnungen ohne Dispersionssystem nach Abb. 1a und 1b, und zwar sind in etwa 7facher Vergrößerung die Bündelvereinigen eines Randstrahls mit dem Achsenstrahl für Spiegel von 300 mm Brennweite auf stark zur Strahlrichtung geneigter photographischer Platte aufgenommen. Wie man sieht, werden die erheblichen Komafehler der Anordnung nach Abb. 1a bei richtiger Anwendung des CZERNY — TURNERschen Symmetrieprinzips praktisch vollständig aufgehoben (Teilbild 4b), so daß eine einwandfreie scharfe Abbildung entsteht.

Das ändert sich jedoch sofort, sobald im Parallelstrahlbündel eine prismatische Lichtzerlegung vorgenommen wird, bei der sich das Prisma nicht in der

¹ Gelegentlich versuchte Anordnungen mit achsenzentrierter Spiegelabbildung, die nur mit zentrisch durchbohrtem Dispersionssystem und erheblichem Lichtverlust verwirklicht werden konnten, haben sich nicht bewährt und sind, soweit bekannt, nicht mehr in Gebrauch.

Minimumstellung befindet¹. Abb. 5 zeigt die Bündelvereinigung eines gleichartigen Strahlenganges wie in Abb. 4b, aber mit prismatischer Zerlegung im Licht der grünen Quecksilberlinie λ 546 mm. Die Prismenstellung entsprach dabei den bei Spiegelmonochromatoren praktisch vorkommenden Verhältnissen: Der Einfallswinkel α des Lichtbündels am Prisma betrug etwa $37^\circ 15'$, der Austrittswinkel β $52^\circ 15'$, die Abweichung von der Minimumstellung demnach etwa $7,5^\circ$. Die Breite des Parallellichtbündels verringerte sich dadurch beim Strahlendurchtritt

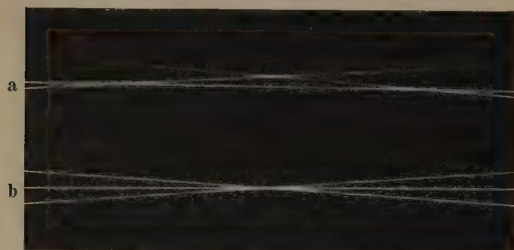


Abb. 4. Bündelvereinigung der Randstrahlen mit dem Achsenstrahl in Strahlengängen nach Abb. 1. a) gekreuzte; b) Z-förmige Anordnung).

durch das Prisma im Verhältnis $\cos \beta : \cos \alpha = 1 : 1,3$. Wie Abb. 5 zeigt, wird dabei die exakte Strahlvereinigung, wie sie im dispersionsfreien symmetrischen Strahlengang (Abb. 4b) vorhanden war, merklich verzerrt; es tritt wieder eine deutliche Koma auf. Diese Koma erzeugt die bekannte einseitige Unschärfe der Spektrallinien, die sich bisher in allen Spiegel-spektrometern mit sphärischen Spiegeln störend bemerkbar macht, auch wenn die Spiegelanordnung selbst dem Symmetrieprinzip entspricht.

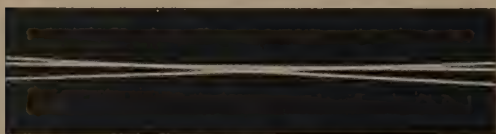


Abb. 5. Bündelvereinigung der Wellenlänge 546 mμ in einer Monochromatoranordnung nach Abb. 3a.

Da somit klar ist, daß dieser Abbildungsfehler von Störungen des sonst symmetrischen Spiegelstrahlenganges durch Unsymmetrie des Lichtbündels im Dispersionssystem verursacht wird, ergeben sich nunmehr auch Möglichkeiten, dieser Unsymmetrie entgegenzuwirken und die entstehenden Bildfehler aufzuheben. Um das deutlicher zu übersehen ist es notwendig, etwas näher zu analysieren, in welcher Weise im ungestörten Spiegelstrahlengang die Bildfehlerkompensation nach CZERNY und TURNER zustandekommt.

4. Die Bildfehler der außeraxialen Spiegelabbildung und die Aufhebung der Koma nach dem Symmetrieprinzip

Die rechnerische Untersuchung des Bildfehlers eines Kollimator- und Abbildungssystems nach

¹ Aus technischen Gründen können Anordnungen mit Aufrechterhaltung der Minimumstellung in UR-Spektrometern nur schwer verwendet werden. Im allgemeinen ist man auf LITROW-Strahlengänge mit doppeltem Strahlendurchlauf durch das Prisma angewiesen, wobei man aus den auf S. 197 genannten Gründen stets außerhalb der Autokollimationsrichtung bleiben muß.

Abb. 1 aus dem geometrisch-optischen Strahlenverlauf führt zu unhandlichen und wenig übersichtlichen trigonometrischen Beziehungen. Wesentlich leichter ergeben sich die quantitativen Gesichtspunkte, wenn man die Deformation betrachtet, die eine einfallende Lichtwellenfront bei Reflexion an den Spiegeln K und A erfährt.

In Abb. 6 möge z. B. KK' den Schnitt eines zur Zeichenebene senkrechten sphärischen Hohlspiegels darstellen, dessen Krümmungsmittelpunkt in M liege. Der Spiegel werde von einer punkt- oder spaltförmigen Lichtquelle F beleuchtet, die sich um einen gegebenen Winkel δ seitlich der Spiegelachse MC und in Brennweitenentfernung f in der Mitte zwischen M und dem auf der verlängerten Spiegel- fläche zu denkenden Spiegelscheitelpunkt O befindet, so daß nach Reflexion am Spiegel nahezu ein Parallellichtbündel entsteht.

P sei ein beliebiger Punkt (in der Zeichenebene) auf der Spiegelfläche KK' . Seine Lage sei durch den Achsenwinkel ψ oder den Neigungswinkel $OMP = \varphi = \delta - \psi$ zur x -Achse gegeben, so daß bei einem

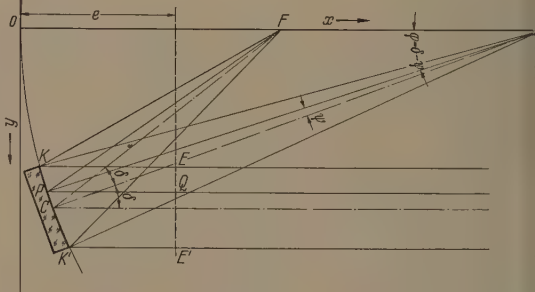


Abb. 6. Strahlenverlauf an einem Kollimatorspiegel bei außeraxialer Beleuchtung.

Krümmungsradius r des Hohlspiegels jeweils den Abstand des Punktes P von der Spiegelmitte $\overline{PC} = \rho = r \cdot \sin \psi$ ist. Das von F auf den Spiegel fallende Lichtbündel FP legt dann je nach Lage von P unterschiedliche Lichtwege bis zum Spiegel und nach Reflexion wiederum bestimmte Laufstrecken PQ im Parallellichtbündel bis zu einer senkrechten dazu zu denkenden Schnittebene EE' zurück. Damit die von F ausgehende Kugelwelle nach Reflexion an KK' zu einer exakten Planwelle EE' wird, müßte demnach gefordert werden, daß die Laufstrecken $\overline{FP} + \overline{PQ}$ für jeden Punkt P der Spiegelfläche KK' einander gleich sind. In Wirklichkeit ist das nicht der Fall. Die Unterschiede der Laufwege über die einzelnen Spiegelpunkte P erzeugen örtliche Deformationen der Wellenfront in der Zeichenebene, die zugleich ein Maß für die Abbildungsfehler einer aus zwei solchen Spiegeln nach Abb. 1 oder 2 zusammengesetzten Anordnung liefern.

Die Berechnung dieser Deformationen aus den einzelnen Laufwegen des Lichtes läßt sich in einfacher Weise durchführen:

Legt man, wie in der Abb. 6 angedeutet, ein Koordinatensystem so, daß die x -Achse in Richtung des Parallelbündels durch den Krümmungsmittelpunkt M des Spiegels geht und die y -Achse mit einer hierzu senkrechten Tangente in O an die Spiegel-

äche zusammenfällt, so gelten in der Zeichenebene für die Ortskoordinaten jedes Punktes P der Spiegel-
fläche folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} x_p &= r(1 - \cos \varphi) = r[1 - \cos(\delta - \psi)] \\ y_p &= r \cdot \sin \varphi = r \cdot \sin(\delta - \psi), \\ x^2 + y^2 &= 2rx. \end{aligned} \quad (1)$$

Der Abstand des Spiegelscheitelpunktes O von der Lichtquelle F ist nach der eingangs gemachten Voraussetzung gleich $f = r/2$. Dann ist für jeden anderen Spiegelpunkt P der Abstand \overline{FP} gegeben durch

$$\overline{FP} = s = \sqrt{y^2 + (f - x)^2} = \sqrt{y^2 + \frac{r^2}{4} - rx + x^2}.$$

Mit obigen Beziehungen (1) wird

$$\begin{aligned} s^2 &= rx + \frac{r^2}{4} = r^2 \left(1 - \cos \varphi + \frac{1}{4}\right) \quad \text{und} \\ s &= \frac{r}{2} \sqrt{5 - 4 \cos \varphi}. \end{aligned} \quad (2)$$

Entwickelt man diesen Ausdruck als Kosinusreihe, so wird

$$\begin{aligned} s &= \frac{r}{2} \sqrt{1 + 4(1 - \cos \varphi)} = \\ &= \frac{r}{2} [1 + 2(1 - \cos \varphi) - 2(1 - \cos \varphi)^2 \\ &\quad + 4(1 - \cos \varphi)^3 - \dots]. \end{aligned}$$

Für nicht zu große Winkel φ können die Glieder 3. und höherer Ordnung ohne merklichen Fehler vernachlässigt werden¹, so daß man erhält:

$$s \approx \frac{r}{2} [1 + 2 \cos \varphi (1 - \cos \varphi)]. \quad (2a)$$

Die Strahlwege \overline{FP} von der Lichtquelle zu der Spiegelfläche KK' nehmen also gegenüber dem Wege $\overline{FO} = f = r/2$ mit wachsendem Winkel $\varphi = \delta - \psi$ stetig zu.

Nahezu in gleichem Maße nehmen die korrespondierenden Laufstrecken PQ bis zu der erwähnten senkrechten Schnittebene EE'

zu, und zwar ist jeweils $PQ = e - x_p$, wenn e gemäß Abb. 6 den willkürlich gewählten Abstand der Schnittebene EE' vom Spiegelscheitel O bezeichnet.

Demnach wird für jeden Spiegelpunkt P der Gesamtstrahlweg

$$\begin{aligned} \overline{FP} + \overline{PQ} &= \sigma = \frac{r}{2} [1 + 2 \cos \varphi (1 - \cos \varphi)] \\ &\quad + e - r(1 - \cos \varphi) = e + \frac{r}{2} - r(1 - \cos \varphi)^2 \\ &= \text{konst.} - r(1 - \cos \varphi)^2. \end{aligned}$$

Der Ausdruck $\Delta = -r(1 - \cos \varphi)^2$ stellt somit die Unterschiede der an den einzelnen Spiegelpunkten $P(x, y)$ reflektierten Strahlwege bis zu einer beliebigen senkrechten Schnittebene EE' dar;

$$-\Delta = r(1 - \cos \varphi)^2 \quad (3)$$

gibt also für jeden Strahl des Gesamtbündels die örtliche Abweichung der reflektierten Wellenfront von einer zu fordernden idealen Planwelle an.

Bezieht man, wie es bei außeraxialer Spiegelabbildung mit einer gegebenen Spiegelneigung um

¹ Für Winkel bis zu $5^\circ 30'$ bleibt $(1 - \cos \varphi)^3 < 10^{-7}$, bis zu 8° ist $(1 - \cos \varphi)^3 < 10^{-6}$.

einen Winkel δ zweckmäßig ist, die örtlichen Abweichungen der Wellenfront nicht auf den Spiegelscheitel $O(\varphi=0)$, sondern auf die tatsächliche Spiegelmitte $C(\varphi=\delta)$, für die $-\Delta_0 = r(1 - \cos \delta)^2$ ist, so erhält man allgemein für jeden Spiegelpunkt $P(\varphi)$

$$\Delta\gamma = \Delta - \Delta_0 = r[(1 - \cos \varphi)^2 - (1 - \cos \delta)^2] \quad (4)$$

Setzt man $\varphi = \delta - \psi$ ein, so wird nach geeigneter Umformung schließlich

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\gamma}{r} &= f(\delta, \psi) = 2 \cos \delta (1 - \cos \psi) - \cos(2\delta) \cdot \sin^2 \psi \\ &\quad - 2 \sin \delta \cdot \sin \psi (1 - \cos \delta \cos \psi) \end{aligned} \quad (4a)$$

Der Verlauf dieser Funktion, die die örtlichen Abweichungen der Wellenfront im Parallelbündel von einer strengen Planwelle relativ zum Spiegelkrümmungsradius r angibt, ist in Abb. 7 für Neigungswinkel δ des Spiegels zwischen 0° und 10° und für Spiegelzonen mit Öffnungswinkel ψ (Abb. 6) zwischen 0° und $\pm 4^\circ$ graphisch aufgetragen.

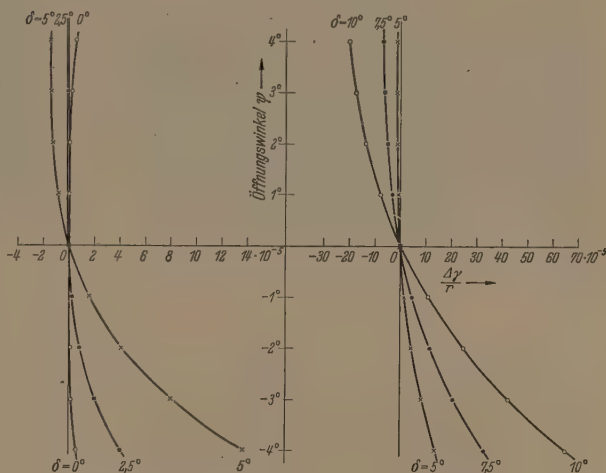


Abb. 7. Abweichungen der Wellenfront in einem Kollimatorbündel von einer idealen Planwelle bei Einstrahlung unter verschiedenen Achsenwinkeln δ .

Sie setzt sich, wenn man sie in der Form

$$\frac{\Delta\gamma}{r} = \frac{a}{r} - \frac{b}{r}$$

schreibt, aus zwei Teilgrößen a und b zusammen, von denen die erste

$$\begin{aligned} a &= r[2 \cos \delta (1 - \cos \psi) - \cos(2\delta) \cdot \sin^2 \psi] = \\ &= r(1 - \cos \psi)[2 \cos \delta - \cos(2\delta)(1 + \cos \psi)] \end{aligned} \quad (5)$$

die *achsensymmetrischen*, d. h. die vom Vorzeichen von ψ unabhängigen Anteile enthält, während

$$b = 2r \sin \delta \cdot \sin \psi (1 - \cos \delta \cos \psi) \quad (6)$$

die Abweichungen der Wellenfront angibt, die beiderseits der Spiegelachse MC mit *entgegengesetztem* Vorzeichen auftreten.

Diese Anteile $\frac{a}{r}$ und $\frac{b}{r}$ sind in Abb. 8 graphisch wiedergegeben. a stellt dabei die mit steigendem Neigungswinkel zunehmende *Wölbung* der Wellenfront nach der Reflexion am Spiegel KK' dar¹. Da

¹ Der Abszissenmaßstab dieser Darstellung ist gegenüber der Ordinate — ebenso wie in Abb. 7 — stark überhöht.

diese Deformation überwiegend in der Ebene des Neigungswinkels (Zeichenebene der Abb. 6) erfolgt und senkrecht dazu auf den kleinen Wert

$$a_{\delta=0} = r(1 - \cos \psi)^2$$

abfällt, liefert a somit eine *asphärische* Wölbung der Wellenfront, aus der sich bei Wiedervereinigung des Strahlenbündels (Abb. 1 und 2) die *astigmatischen* Abbildungsfehler entnehmen lassen.

Die astigmatischen Fehler sind durch sphärische Spiegel nicht kompensierbar; sie sind auch, wie in

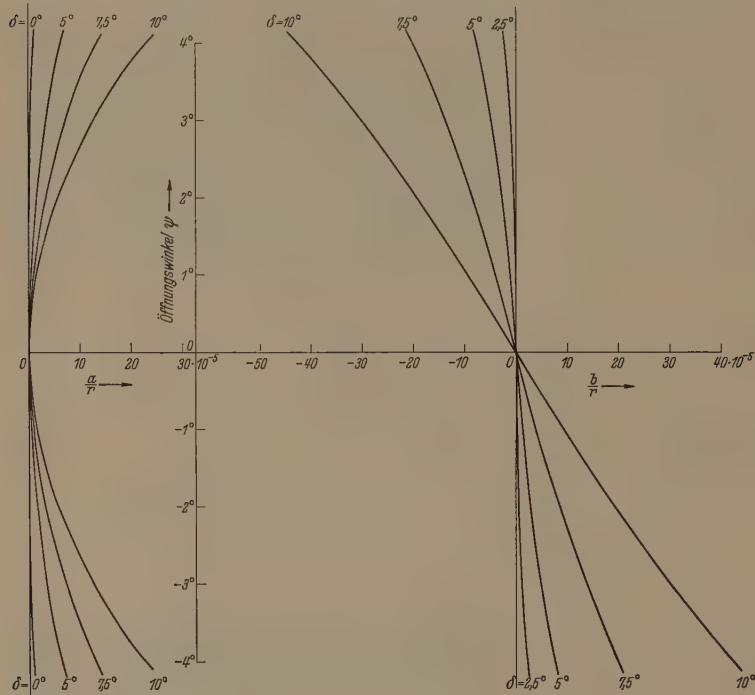


Abb. 8. Achsensymmetrische $\left(\frac{a}{r}\right)$ und antisymmetrische Anteile $\left(\frac{b}{r}\right)$ der Abweichungen der Wellenfront nach Abb. 7.

Abschn. 2 (S. 197) erwähnt, für die Schärfe der Linienabbildung in Spektrometern von geringerer Bedeutung als die wesentlich stärkeren einseitigen Abweichungen b (Abb. 8 rechts), die den hauptsächlich störenden Anteil der Deformation der Wellenfront (Abb. 7) darstellen und bei Wiedervereinigung des Strahlenbündels als *Komafehler* die Abbildungsschärfe beeinträchtigen (Abb. 4a).

Diese störenden Abweichungen (b) sind es, die nach dem Prinzip von CZERNY durch spiegelsymmetrische Anordnung des Strahlenganges nach Abb. 1b quantitativ aufgehoben werden, wie in Abb. 4b veranschaulicht wurde. Denn da die Zahlenwerte von b bzw. $\frac{b}{r}$ in gleichen Abständen beiderseits der optischen Achse MC jeweils von gleichem Betrage, aber von entgegengesetztem Vorzeichen sind, werden die Gangunterschiede der einzelnen Zonenbündel, die bei der Reflexion an K entstehen, bei der Wiedervereinigung des Parallelbündels über den Spiegel A gerade wieder ausgeglichen, wenn beide Spiegel symmetrisch nach entgegengesetzten Seiten des Parallelbündels geneigt werden (vgl. die

in Abb. 1b schematisch eingezeichnete Lage der deformierten Wellenfront W und W' zu den beiden Spiegeln K und A).

Das Prinzip dieser Kompensation ist qualitativ schon von CZERNY (1. c) angegeben und gedeutet worden. Die vorstehende rechnerische Analyse zeigt nun aber auch, daß und weshalb eine exakte Fehlerkompensation nach diesem Prinzip bisher nur im dispersionsfreien Strahlengang oder bei spektraler Zerlegung nur in Minimumstellung der Prismen möglich war. Zugleich ergibt sich daraus ein Weg die Kompensation auch auf beliebig andere Prismenstellungen auszudehnen.

5. Aufhebung der Koma im dispergierenden Strahlengang

Aus dem Dargelegten geht hervor, daß die Komafehler der Spiegelabbildung nach dem CZERNYprinzip durch zweimalige symmetrische Reflexion an korrespondierenden Spiegelpunkten aufgehoben werden, d. h. wenn jedes Bündel auf beiden Spiegeln K und A Flächenelemente entgegengesetzter Achsenneigung trifft (Abb. 1b). Denn nur dann werden die Seitenabweichungen der Randstrahlen des Parallelbündels zum Achsenstrahl, die am Kollimatorspiegel entstehen, am zweiten Spiegel wieder rückgängig gemacht. Die symmetrische Lage der einzelnen Zonenbündel auf beiden Spiegeln ist also eine entscheidende Vorbedingung für die Aufhebung der Komafehler.

Wie schon in Abschn. 3 ausgeführt wurde, ist diese Bedingung nicht mehr hinreichend erfüllt, wenn ein Dispersionssystem außerhalb der Minimumstellung in den Parallelstrahl eingefügt wird. Das parallele Lichtbündel zwischen K und A erfährt dann bei der spektralen Zerlegung zugleich eine *Querschnittsveränderung* senkrecht zur brechenden Prismenkante (bzw. den Gitterstrichen), so daß ein Teilbündel des Parallelstrahls, das auf dem Kollimatorspiegel K einen Achsenabstand $\varrho = r \cdot \sin \psi$ (s. S. 198) hatte, mit verändertem Achsenabstand $\varrho' = r \cdot \sin \psi'$ ($\psi' \neq \psi$) auf den Abbildungsspiegel A trifft (schematische Fig. 3b). Die Reflexion jedes Teilbündels erfolgt also an beiden Spiegeln an Orten nicht mehr genau entsprechender Flächenneigung. Die Richtungsabweichungen der einzelnen Zonenbündel heben sich infolgedessen an beiden Spiegeln nicht mehr exakt auf, so daß wieder eine komabehaftete Abbildung entsteht (Abb. 5).

Daraus ergibt sich aber, daß man auch diesen Fehler beheben kann, wenn man am Kollimator- und Abbildungsspiegel trotz beiderseits ungleicher Bündelbreite wieder für *geometrisch-ähnliche* Abbil-

ungsbedingungen sorgt. Gibt man nämlich den beiden Spiegeln *ungleiche* Brennweiten, und zwar in solchem Verhältnis, daß $\frac{f_1}{f_2} = \frac{r_1}{r_2} = \frac{q}{q'}$ wird, so erreicht man damit, daß jedes Teilbündel des Strahlenganges bei gegebenem unterschiedlichen Bündelquerschnitt vor und nach der spektralen Zerlegung an beiden Spiegeln stets homologe Punkte *korrespondierender Flächenneigung* trifft. In diesem Fall wird das CZERNYSche Kompensationsprinzip wieder voll wirksam und die Komafehler werden, wie sich experimentell bestätigen läßt, auch bei spektraler Zerlegung außerhalb der Minimumstellung quantitativ aufgehoben. Abb. 9 zeigt im gleichen Maßstab wie die früheren Abb. 4 und 5 die Bündelvereinigen der Wellenlängen λ 546 und 578 nm im Ausgang eines handelsüblichen Doppelmonochromators, der aus zwei hintereinandergeschalteten gegenläufigen Spiegelstrahlengängen nach CZERNY besteht. Die Spiegel-

gebiet entspricht. Nach dem vorstehend Dargelegten werden bei einem gegebenen Brennweitenverhältnis die Komafehler theoretisch nur für die Abbildung *einer* Wellenlänge exakt aufgehoben, nämlich für diejenige Wellenlänge λ_0 , für die $\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \frac{q}{q'} = \frac{r_1}{r_2}$ ist. Es läßt sich aber zeigen, daß die restlichen Abweichungen bei anderen Wellenlängen beiderseits λ_0 nur Fehler zweiter Ordnung sind, die den erheblichen, in Abb. 10 veranschaulichten Gewinn an Linienschärfe und Auflösungsvermögen nicht merklich beeinträchtigen. Es ist also nicht notwendig, das optimale Brennweitenverhältnis *genau* einzuhalten. Für ein jeweils gewünschtes größeres Spektralgebiet und ein gegebenes Prismenmaterial läßt sich vielmehr stets ein passendes Brennweitenverhältnis f_1/f_2 angeben und auswählen, bei dem die Komafehler, wie in obigen Abbildungen veranschaulicht, praktisch im ganzen Bereich nahezu vollständig aufgehoben sind.

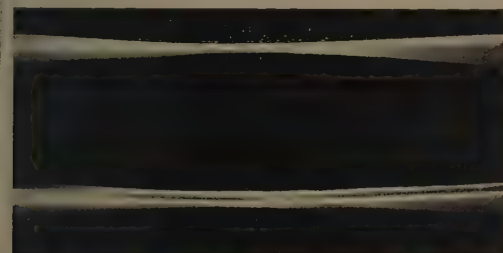


Abb. 9. Bündelvereinigung der Wellenlängen λ 546 und λ 577/79 nach zweimaliger Zerlegung in CZERNYScher Anordnung nach Abb. 3a.

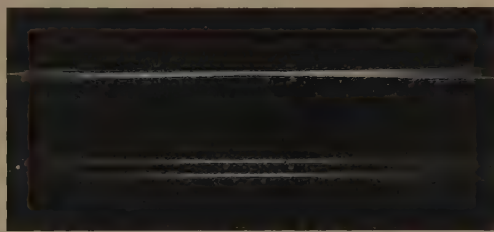


Abb. 10. Bündelvereinigung der Wellenlängen λ 546 und λ 577/79 nach zweimaliger Zerlegung in Kompensationsanordnung mit ungleichen Spiegelbrennweiten (s. Text).

brennweiten sind kollimator- und abbildungsseitig einander *gleich* und betragen $f = 300$ mm. Die spektrale Zerlegung erfolgt mit zwei rückseitig verspiegelten Flintglasprismen von 30° brechendem Winkel. Die Ein- und Austrittswinkel der Lichtbündel an den Prismen sind die gleichen wie in Abb. 5 im Abschn. 3, die Bündelquerschnitte vor und nach der Dispersion verhalten sich daher auch hier wie $\cos \beta / \cos \alpha = 1:1,3$. Infolge dieser Unsymmetrie zeigt Abb. 9 — entsprechend der in Abb. 5 veranschaulichten Koma — eine deutliche einseitige Unschärfe der einzelnen monochromatischen Bündelvereinigungen; im Monochromatorausgang entstehen also Spektrallinien, mit unsymmetrischen Säumen, durch die das Auflösungsvermögen und die spektrale Reinheit der Anordnung beeinträchtigt wird.

Verwendet man demgegenüber in sonst gleicher Anordnung als Kollimator und Abbildungsspiegel solche von verschiedener Brennweite ($f_K = 350$ mm, $f_A = 300$ mm), deren Verhältnis etwa dem der beiderseitigen Bündelquerschnitte vor und nach der Zerlegung entspricht, so ergibt sich eine weit schärfere Bündelvereinigung, die eine praktisch komafreie Abbildung der einzelnen Spektrallinien liefert (Abb. 10)¹.

Dabei ist zu bemerken, daß bei den laboratoriums-mäßigen Versuchen, bei denen obige Aufnahme gemacht ist, Spiegel verwendet worden sind, deren Brennweitenverhältnis nur näherungsweise den optimalen Bedingungen für das wiedergegebene Wellen-

Zusammenfassung

Das CZERNYSche Prinzip der Kompensation der Komafehler bei Abbildung mit sphärischen Spiegeln kann auch auf Strahlengänge mit beliebiger spektraler Zerlegung ausgedehnt werden, wenn das Brennweitenverhältnis für Kollimator- und Abbildungsspiegel entsprechend der Querschnittsveränderung des Lichtbündels im Dispersionssystem passend gewählt wird. Physikalisch besagt das, daß das Kompensationsprinzip stets voll wirksam bleibt, wenn man dafür sorgt, daß eine etwaige, vom Dispersionssystem (außerhalb der Minimumstellung oder Autokollimation) erzeugte *Lateralvergrößerung* (oder *Verkleinerung*) durch geeignetes Brennweitenverhältnis der Abbildungsspiegel gerade wieder aufgehoben wird.

Ein serienmäßiger Doppelmonochromator für das Ultrarotgebiet bis etwa λ 25μ nach diesem Prinzip ist z. Zt. im Bau. Über die konstruktiven Einzelheiten dieses Modells und die damit erzielten Ergebnisse soll zu gegebener Zeit ausführlicher berichtet werden. Die geschilderten Untersuchungen sind in großzügiger Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt worden. Für die Bereitstellung von Mitteln und sonstige Förderung ist der Verf. zu Dank verpflichtet.

Literatur: [1] LIPPERT, E.: Z. angew. Phys. 4, 390 u. 434 (1952). — [2] WILLIAMS, V. Z.: Rev. sci. Instrum. 19, 135 (1948). — [3] BRÜGEL, W.: Einführung in die Ultrarotspektroskopie, Darmstadt 1954, S. 109 ff. — [4] CZERNY, M. u. A. F. TURNER: Z. Phys. 61, 792 (1930). — [5] DÜHMKE, M.: Phys. Z. 43, 33 (1942)

Dr. W. LEO,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

¹ Abb. 9 und 10 sind unter gleichen Bedingungen bei jeweils voller Spiegelöffnung erhalten. Die in Abb. 10 weit schärfere Bündelvereinigung ist lediglich durch die unterschiedlichen Brennweitenbedingungen erzielt.

Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten*

VON HERMANN WEYERER

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 30. November 1955)

I. Das DEBYE-SCHERRER-Verfahren

Das Ziel dieser Untersuchungsreihe ist es, die heute erreichbare Genauigkeit in der Gitterkonstantenbestimmung bei den verschiedenen Präzisionsmethoden aufzuzeigen und einen Vergleich der Ergebnisse untereinander durchzuführen.

Die DEBYE-SCHERRER-Methode gilt bei asymmetrischer Filmlage vielfach als das genaueste Verfahren. Zwar sind bei ihr die Zumischverfahren [1] und die Kalibriermethoden [2] (Verwendung eines Standardpräparates) vielfach sicherer als rechnerische Fehlerkorrekturen [3], doch erreichen beide nicht die Sicherheit, die bei der experimentellen Fehlerbeseitigung zu erwarten ist und die man durch sorgfältige apparative Maßnahmen anstrebt [4]. Die asymmetrische Methode ist prinzipiell zur Absolutmessung der Gitterkonstanten geeignet, weil hier nur die Kenntnis der Röntgenwellenlängen vorausgesetzt wird. Doch besteht hier wie auch bei den anderen Filmmethoden die Schwierigkeit, daß bei einer Extrapolation [5], die eine Elimination der verbliebenen Restfehler bewirken soll, die Form der Extrapolationskurve selten genau genug bekannt ist und daß die Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden kann, daß Fehler auftreten, die nicht durch eine Extrapolation gegen $\theta = 90^\circ$ (θ BRAGGScher Reflexionswinkel) zu beseitigen oder überhaupt nicht durch eine Extrapolation zu erfassen sind [6]. Als bester Ausweg hat sich ein Belichten mit mehreren Röntgenröhren¹⁾ und ein Vermessen der Linien mit dem Meßuhrmaßstab [7] erwiesen, wodurch die hier mitgeteilte Genauigkeitssteigerung in der DEBYE-SCHERRER-Methode erst ermöglicht wurde.

Durchführung der Versuche

Die 57 mm (SEIFERT)- bzw. die 114 mm-Kamera war in einem früher beschriebenen [8] Temperatorkasten untergebracht, wo die Temperatur auf $\pm 0,02^\circ\text{C}$ eingehalten wurde. Der Nachweis eventueller Exzentrizitätsfehler der Kammern, die Herstellung der Präparate und ihre Justierung unter dem Mikroskop (0,05 mm-Skala) sowie die Filmlage wurde nach den Gesichtspunkten von STRAUMANIS [4], die Blendenkonstruktion nach PARRISH und CISNEY [9] durchgeführt. Es wurde darauf geachtet, daß der Streuuntergrund gering blieb, was zusammen mit der Temperaturkonstanz die Voraussetzung dafür ist, eine Mehrfachbelichtung vorzunehmen. Das Rückstrahlgebiet war bis $\theta = 87^\circ$ (bzw. $88,5^\circ$ für die 114 mm-Kamera) zugänglich. Infolge der geringen Divergenz der Primärstrahlung begann die $K\alpha$ -Aufspaltung bei etwa 50° bzw. 35° . Es wurde mit MÜLLER-Feinstrukturrohren gearbeitet. Die Justierarbeit der Blenden wurde sehr erleichtert durch Ver-

wendung von zwei längeren Stäben mit dem Durchmesser der Einsteckblenden. Sie wurden durch die Blendenhalter gesteckt und ihre Spitzen sehr genau aufeinander und auf eine ähnliche Spitze eines justierten Präparatsträgers ausgerichtet. Wenn sie sich um 180° gegenüberliegen, kann jeder Stab durch beide Blendenhalter hindurchgeschoben werden. Die Stablängen waren so bemessen, daß ihre senkrechte Lage zur Kammerwand außerhalb der Kamera auf mindestens $0,1^\circ$ genau bestimmt werden konnte. Die Lage der Kerben der Äquatormarken [10] wurde mit dem gleichen Prüfstab auf weniger als $1/10$ mm genau kontrolliert. Beim Meßuhrmaßstab hat sich eine 0,5 mm-Teilung gut bewährt. Damit wurde es möglich, auch breitere Rückstrahllinien auf mindestens 0,01 mm genau zu vermessen (Mittelwerte, mehrere Beobachter). Die Mikrophotometerkurven wiesen demgegenüber eine größere Unsicherheit auf. Viele Filme wurden nach Verlauf von mehreren Wochen noch einmal vermessen; es traten am Extrapolationswert keine nachweisbaren Abweichungen auf. Die Extrapolation der aus jedem Linienabstand einzeln errechneten Gitterkonstanten wurde meistens graphisch, in einigen Fällen auch rechnerisch gegen $\theta = 90^\circ$ durchgeführt. Es hat sich gezeigt, daß die systematischen Fehler trotz sorgfältiger Versuchsführung bei jeder Aufnahme verschieden ausfallen, was im Experiment in der Verschiedenartigkeit von Kurvenform und -steigung, auch solcher mit entgegengesetztem Vorzeichen, zum Ausdruck kommt. Von einer Brechungskorrektur [4] wurde abgesehen, weil weder über ihre Anwendung noch über ihre Größe Klarheit herrscht [11], obgleich die durch den Brechungseffekt bedingte Unsicherheit möglicherweise die Versuchsfehler übersteigt.

Die den Berechnungen zugrunde liegenden Wellenlängen sind die (mittels des dort angegebenen Umrechnungsfaktors erhaltenen) Werte von BEARDEN [12]. Um den möglichen Einfluß auf die Linienschärfe auszuschalten, wurde die Spannung an den Röhre nicht zu hoch gewählt. Strahlenfilter wurden nicht benutzt. Wegen einer vermuteten Unsymmetrie des Linienprofils, wie es nach SPENCER [13] z. B. bei den Kupfer- $K\alpha$ -Linien auftreten soll, wurde die Vermessung der Interferenzlinien einmal bezüglich ihrer Maxima (Maßstabstrich wird auf das Schwärzungsmaximum eingestellt), zum anderen bezüglich ihres Schwärzungsschwerpunktes (die Linien werden zwischen zwei Maßstabstrichen eingefangen) vorgenommen.

Meßergebnisse

Das verwendete feinkörnige, chemisch reine Goldpulver hat nach einer Analyse einen Reinheitsgrad von 99,998%. Als Verunreinigungen waren Silicium (0,00084%), Eisen (0,0003%), Kupfer (0,00005%) und Silber (Spuren) nachgewiesen worden. In Abb. 1 sind die Meßwerte einer Aufnahme mit nur einer einzigen Strahlenart ausgewertet (Tab. 1). Man erkennt, wie stark bei diesen wenigen Meßpunkten der Extra-

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

¹⁾ Die Verwendung einer Legierungsanode [2] ist grundsätzlich gleichwertig; doch stehen die notwendigen Röhren nur in den seltensten Fällen zur Verfügung.

Extrapolationswert von der ge-
wählten Kurvenform und
von der Anordnung der
Meßpunkte abhängt. Wer-
den dabei nur die vier
Linien der letzten beiden
Doublets verwendet und
die Meßpunkte linear über
 $\cos^2 \theta$ extrapoliert, so er-
hält man für $\theta = 90^\circ$ eine
Gitterkonstante von
4,070 14 kX.

Wird dagegen noch eine fünfte, weiter abliegende
Linie hinzugezogen und nicht mehr linear extrapoliert,
sondern die bestmögliche Kurve gezogen, so gelangt
man auf 4,070 08 kX. Die erste (lineare) Auswertung
entspricht dem von JETTE und FOOTE [14] unter Ver-
wendung der COHENschen
Methode mitgeteilten Aus-
werteverfahren. Ihr kommt
im allgemeinen eine ge-
ringere Sicherheit zu als
der zweiten (nichtlinearen)
Art der Auswertung. Aber
auch dieser bessere Extrapo-
lationswert ist noch nicht
sicher genug, weil die Form
der gekrümmten Verbin-
dungslinie nicht bekannt
ist. Am günstigsten wäre
es, wenn die Extrapola-
tionskurve eine Gerade
würde. Durch ein Auf-
tragen der Meßwerte über
 $\text{ctg } \theta \cdot \cos^2 \theta$ kann dies im
vorliegenden Fall angenä-
hert erreicht werden. Die
Extrapolation führt dann
auf den Wert 4,070 07 kX.

Wenn man eine Bre-
chungskorrekturanbringen
will, so sollte man nicht,
wie bei SRAUMANIS an-
gegeben, zum Extrapola-
tionswert die für die letzte Linie errechnete Kor-
rektur addieren; es ist vielmehr an jeder Linie ein-
zelnen eine Brechungskorrektur vorzunehmen. Da-
durch bekommt die jeweilige Verbindungslinie eine
etwas andere Neigung. Extrapoliert man im an-
geführten Beispiel die vier letzten, auf Brechung
korrigierten Werte linear über $\cos^2 \theta$, so erhält
man den Wert 4,070 39 kX, der etwas kleiner
ausfällt, als wenn man zum extrapolierten Wert
4,070 14 kX die Brechungskorrektur für (333), nämlich
0,000 26 kX, hinzufügt. Der auf Brechung korri-
gierte Wert liegt im Streubereich der von JETTE und
FOOTE auf Brechung korrigierten Gitterkonstante von
Gold, welche von 4,070 33 bis 4,070 56 kX, also um
 $2,3 \cdot 10^{-4}$ kX, variiert und mit 4,070 \pm 0,000 2 kX gemittelt
wurde. Wenn dagegen eine nichtlineare Extrapola-
tion (Abb. 1) unter Einbeziehung des fünften Meß-
wertes durchgeführt wird, so führt dies zu einer
Gitterkonstanten von 4,070 33 kX (mit Brechungs-
korrektur). Doch sind all diese Werte wegen der
geringen Linienzahl mit einer gewissen Willkür be-
haftet.

Tabelle 1. Goldpulver, 0,2 mm Durchmesser, Reinheitsgrad 99,998 %, 3 Stunden mit
Kupferstrahlung 32 kV und 30 mA, Temperatur $t = 25,32^\circ \text{C}$, 360° entsprechen 179,506 mm
Filmlänge, 57 mm-Kamera, Auswertung mit dem Meßuhrmaßstab.

Cu-Reflex	Linien- abstand e (mm) gemittelt	φ	$\text{ctg } \theta$	$\cos^2 \theta$	$\text{ctg } \theta \cdot \cos^2 \theta$	Gitter- konstante a_L (kX)	Gitter- konstante mit Brechungs- korr. (kX)
(333) α_2	20,574	10° 18' 55''	0,182 00	0,032 06	0,005 83	4,069 980	4,070 241
(333) α_1	22,076	11° 4' 6''	0,195 70	0,036 85	0,007 21	4,070 001	4,070 262
(422) α_2	43,730	21° 55' 30''	0,402 50	0,139 42	0,056 13	4,069 531	4,069 824
(422) α_1	44,425	22° 16' 25''	0,409 59	0,143 67	0,058 84	4,069 507	4,069 800
(420) α_1	64,466	32° 19' 18''	0,632 70	0,285 87	0,180 87	4,068 040	4,068 392

Als Kontrolle wurden vom gleichen Film Mikro-
photometerkurven aufgenommen, deren Vermessungs-
ergebnisse ebenfalls in Abb. 1 eingetragen wurden.
Die Übereinstimmung mit der subjektiven Auswertung
ist gut, obgleich die Photometerwerte eine größere

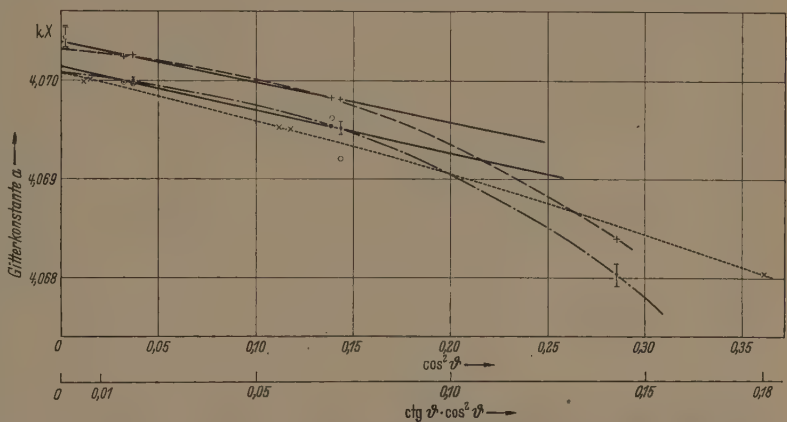


Abb. 1. Goldpulver, Reinheitsgrad 99,998 %, 0,2 mm Präparatdurchmesser, Kupferstrahlung, Temperatur $25,32^\circ \text{C}$
57 mm-DEBYE-SCHERRER-Kamera.

- Werte über $\cos^2 \theta$ aufgetragen (—) graphische Extrapolation,
— lineare Extrapolation für 4 Werte;
- × Werte über $\text{ctg } \theta \cdot \cos^2 \theta$ aufgetragen (----) graphische Extrapolation);
- + Werte über $\cos^2 \theta$ aufgetragen; mit Brechungskorrektur (—) gra-
phische Extrapolation, — lineare Extrap. für 4 Werte;
- Photometerwerte;
- ⊥ Streuung für einen Ablesefehler von 0,01 mm in der 57 mm-Kamera;
- ⊥ Extrapolationswerte nach JETTE und FOOTE (lineare Extrapolation
über $\cos^2 \theta$; mit Brechungskorrektur).

Streuung als die Maßstabswerte zeigen. An einigen
Meßpunkten ist der Streubereich eingezeichnet, der
durch eine Unsicherheit von 0,01 mm in der Linien-
vermessung hervorgerufen würde.

In Abb. 2 ist die Auswertung einer Aufnahme
wiedergegeben, die mit drei Strahlenqualitäten in

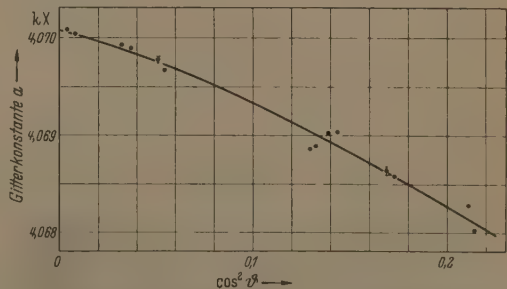


Abb. 2. Goldpulver, Reinheitsgrad 99,998 %, 0,3 mm Präparatdurchmesser
Cu-, Ni-, Cr-Strahlung, Temperatur $24,60^\circ \text{C}$, 114 mm-DEBYE-SCHERRER-
Kamera. ⊥ Unsicherheit von 0,01 mm in der Linienvermessung.

Tabelle 2. Goldpulver (Reinheitsgrad 99,998 %). Extrapolierte Werte ohne Brechungskorrektur nach dem DEBYE-SCHERRER-Verfahren.

Nr.	Strahlung	Kammerdurchmesser mm	Präp. Durchmesser mm	Temperatur °C	Gitterkonstante in kX		Gewicht
					Extrapol. Wert a_t	Wert bei 25°C a_0	
1	Cu	57	0,20	25,23	4,070 13	4,070 117	1
2	Cu	57	0,25	25,32	4,070 16	4,070 142	1
3	Co	57	0,25	25,10	4,070 03	4,070 024	1
4	Ni	57	0,20	25,35	4,070 16	4,070 140	1
5	Cu	57	0,20	25,32	4,070 08	4,070 062	1
6	Cu, Ni, Cr	57	0,30	25,27	4,070 10	4,070 084	3
7	Cu, Ni, Cr	57	0,30	23,11	4,070 02	4,070 129	3
8	Cu, Ni, Cr	57	0,20	25,03	4,070 13	4,070 128	3
9	Cu, Ni, Cr	114	0,30	25,00	4,070 10	4,070 100	3
10	Cu, Ni, Cr	114	0,30	24,60	4,070 08	4,070 103	3
11	Cu, Ni, Cr	57	0,20	25,02	4,070 09	(4,070 088) *	—
12	Cu	57	0,22	47,53	4,071 40	4,070 098	—
13	Cu, Ni	57	0,20	45,07	4,071 26	4,070 100	—

* Rundblenden 1 mm Ø.

Mittelwert aus Nr. 1 bis 5: $\bar{a}_1 = 4,070\,097\ (1 \pm 0,000\,007)\ \text{kX}$.Mittelwert aus Nr. 6 bis 10: $\bar{a}_3 = 4,070\,109\ (1 \pm 0,000\,002)\ \text{kX}$.Mittelwert aus Nr. 1 bis 10: $\bar{a} = 4,070\,106\ (1 \pm 0,000\,002)\ \text{kX}$.

einer 114 mm-Kamera erhalten wurde. Man sieht, daß wegen der dichteren Folge der Meßpunkte die Lage der Extrapolationskurve sicherer bestimmt werden kann, so daß dem extrapolierten Wert von 4,070 08 kX ein größeres Gewicht zukommt als bei Aufnahmen mit nur einer Wellenlänge.

Die mit verschiedenen Präparaten und Wellenlängen in der kleinen und in der großen Zylinderkamera erhaltenen und graphisch extrapolierten Werte für die Gitterkonstante von Gold sind in Tab. 2 auf 25,00°C reduziert worden. Der größte Schwankungsbereich der extrapolierten Gitterkonstanten beträgt bei Verwendung einer einzigen Wellenlänge 0,000 12 kX, bei drei Wellenlängen 0,000 05 kX; als Mittelwert aus allen Messungen und für den Schwankungsbereich des dazugehörigen mittleren quadratischen Fehlers errechnet man, wenn die mit drei Wellenlängen bestrahlten Aufnahmen dreifach gewertet werden,

$$\bar{a} = (4,070\,106 \pm 0,000\,009)\ \text{kX},$$

was einer relativen Ungenauigkeit von etwa $\pm 2 \cdot 10^{-6}$ entspricht. Der zur Umrechnung auf 25°C erforderliche Ausdehnungskoeffizient von $14,1_9 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ wurde aus den Aufnahmen Nr. 12 und 13 sowie aus dem Mittelwert für 25°C gewonnen. Der makroskopisch gewonnene Wert [15] ist $14,1$ und $14,2 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$.

Um den Einfluß der senkrechten Strahlendivergenz zu untersuchen, der durch eine Extrapolation gegen $\vartheta = 90^\circ$ nicht zu eliminieren ist, wurden zwei Lochblenden mit 1 mm Durchmesser verwendet und wie früher die Belichtung mit drei Strahlenqualitäten durchgeführt (Tab. 2). Die Höhe des bestrahlten Präparats wurde für das bei dieser Aufnahme in der 57 mm-Kamera verwendete Blenden-system photographisch mit 1,68 mm bestimmt gegenüber 0,71 mm bei den übrigen Aufnahmen in dieser Kamera und 0,72 mm bei denen der 114 mm-Kamera. Daraus ist nach LIPSON und WILSON [16] für $\vartheta = 90^\circ$ eine Verminderung des Wertes der Gitterkonstanten um $6 \cdot 10^{-6}$ zu erwarten, wenn man den mittleren Fehler gleich einem Drittel des möglichen maximalen Fehlers setzt. Der gefundene Wert von 4,070 09 kX liegt um etwa 0,000 02 kX oder $5 \cdot 10^{-6}$ tiefer als der Mittelwert aus Tab. 2, während bei den

kleinen Blenden (Breite 0,3 mm und Rundblende 0,5 mm Durchmesser) die Gitterkonstante in der 57 mm-Kamera um $1 \cdot 10^{-6}$ und in der 114 mm-Kamera um $0,3 \cdot 10^{-6}$ korrigiert werden müßte. Der Effekt der Präparathöhe ist als gering für die kleinen Blenden so gering, daß er noch in den Schwankungsbereich der extrapolierten Gitterwerte fällt. Lediglich die Korrektur bei Verwendung der 1 mm-Blenden fällt ins Gewicht, weshalb dieser Gitterwert bei der Mittelung in Tab. 2 nicht berücksichtigt wurde.

Als röntgenographische Dichte von Gold errechnet

man für $\bar{a} = 4,070\,106\ \text{kX}$ $\rho_{\text{Ro}} = 19,303\ \text{g/cm}^3$, wenn als Atomgewicht 197,2 und als Wert für die LOSCHMIDTSCHE Zahl $N = 6,024\,03 \cdot 10^{23}$ verwendet wird, was wiederum in guter Übereinstimmung mit den makroskopischen Werten [15] von 19,291; 19,296 und $19,32\ \text{g/cm}^3$ steht.

Diskussion der Ergebnisse

Als die bisher besten Präzisionsbestimmungen der Gitterkonstanten gelten die Messungen von JETTE und FOOTE (1935) und die von STRAUMANIS und Mitarbeitern (um 1940). STRAUMANIS [4] mittelt ohne Extrapolation die Gitterwerte, die er aus den letzten Dubletts erhält, und fügt diesen Werten die Korrektur für symmetrische Brechung hinzu. Die Streuung der Einzelwerte beträgt bei ihm etwa 3 bis $6 \cdot 10^{-5}$, entsprechend einer Unsicherheit in der Linienvermessung von $\pm 0,01$ bis $0,02\ \text{mm}$. JETTE und FOOTE [14], die nach der symmetrisch-fokussierenden Rückstrahlmethode arbeiteten, extrapolierten linear über $\cos^2 \vartheta$ nach der rechnerischen Methode von COHEN, ohne eine Kontrolle durch Auftragen der Meßpunkte vorzunehmen und verwendeten gleichfalls die Brechungskorrektur. Für Gold erhielten sie aus fünf Aufnahmen, deren extrapolierte Werte eine maximale Streuung von $5 \cdot 10^{-5}$ aufweisen, den Mittelwert $(4,070\,4_2 \pm 0,000\,06)\ \text{kX}$.

Die eigenen Messungen weisen eine Steigerung der Meßgenauigkeit um den Faktor 5 bis 10 auf. Diese Genauigkeit wurde, wenn man von der Verfeinerung der gesamten Versuchstechnik und des Auswerteverfahrens absieht, durch ein Mehrfachbelichten des gleichen Filmes und durch die Verwendung des Meßummaßstabes erreicht. Dieser Maßstab erlaubt auch eine weitere Verkleinerung der subjektiven zufälligen und systematischen Fehler, wie sie durch ein Anvisieren des Schwärzungsschwerpunktes der Interferenzlinien, durch die Unsymmetrie der Linienform oder durch eine Störung infolge benachbarter Linien (z. B. bei Dubletts) verursacht werden. Durch die größere Belegungsdichte der Extrapolationskurven mit Meßwerten stieg nicht nur die Sicherheit des Extrapolationswertes; es war gleichzeitig auch eine gewisse Ausmittlung über die Fehler in der Wellenlängen-

stimmung möglich. Es scheint so, als ob z. B. die von Kupfer-K-Strahlung herrührenden Meßpunkte vielfach zu hoch liegen könnten. Im übrigen kommt es so gewonnenen Gitterkonstanten lediglich bezüglich der Wellenlängen relative Genauigkeit zu. Es geht aus der Literatur nicht immer einwandfrei hervor, ob die Wellenlängenwerte sich auf das Schwärzungsmaximum oder auf den Schwärzungsmittelpunkt beziehen. Meist wird auch eine mögliche spektrale Unreinheit [13] unbeachtet gelassen. Verursachungsweise könnten diese Effekte sehr klein gehalten werden, wenn die Wellenlängenbestimmung auf die Gitterkonstantenbestimmung unter vergleichbaren Bedingungen, ebenso mit demselben Meßgerät durchgeführt werden. Bei der Bestimmung der absoluten Größe der Gitterkonstanten tritt noch das Problem der Umrechnung von der SIEGBAHNSCHEN X-Einheit auf die Zentimeterala auf. Eine weitere Genauigkeitsgrenze für den absoluten Wert der Gitterkonstanten muß in der Unsicherheit bei der Anwendung einer Brechungskorrektur gesehen werden, während die in vielen Fällen wichtige Relativgenauigkeit der Gitterkonstanten dadurch nicht berührt wird.

Zusammenfassung

Die Gitterkonstante von Gold mit einem Reinheitsgrad von 99,998% wurde nach dem DEBYE-SCHERRER-Verfahren (Teil I) mit Kupfer-, Nickel-, Kobalt- und Chrom-K-Strahlung aus 13 Aufnahmen mit je 6 bis 10 Rückstrahllinien zu $a = (4,070\ 106 \pm 0,000\ 009)$ kX (ohne Brechungskorrektur) für eine

Temperatur von 25,00 °C neu bestimmt, was eine Steigerung der Genauigkeit auf das Fünf- bis Zehnfache gegenüber den besten Literaturwerten darstellt. Diese Steigerung wurde außer durch die Verwendung einer größeren Zahl von Linien (Mehrfachbelichtung eines Filmes, streuungsarme Blenden, Temperaturkonstanz) durch eine Verfeinerung der gesamten Versuchstechnik sowie durch eine Verbesserung der Ausmeß- und Auswertverfahren erreicht.

Literatur. [1] DAVEY, W. P.: J. opt. Soc. Amer. **5**, 479 (1921). — WYCKOFF, R. W. G.: Am. J. Sci. (5) **6**, 277 (1923), Z. Kristallogr. (A) **59**, 55 (1924). — OTT, H.: Z. Kristallogr. (A) **63**, 228 (1926). — [2] REGLER, F.: Phys. Z. **32**, 680 (1931). — [3] HALLA, F. u. H. MARK: Röntgenographische Untersuchung von Kristallen, Leipzig: Barth 1937. — [4] STRAUMANN, M. u. A. JEVINŠ: Die Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten nach der asymmetrischen Methode, Berlin: Springer 1940. — [5] KETTMANN, G.: Z. Phys. **53**, 198 (1929). — BRADLEY, A. J. u. A. H. JAY: Proc. phys. Soc., Lond. **44**, 563 (1932). — [6] WEYERER, H.: Z. Kristallogr. (demnächst). — [7] HOFFROGGE, CHR. u. H. WEYERER: Z. angew. Phys. **6**, 419 (1954). — [8] WEYERER, H.: Z. angew. Phys. **7**, 536 (1955). — [9] PARRISH, W. u. F. CISNEY: Philips tech. Rdsch. **10**, 203 (1948/49). — [10] WEYERER, H.: Z. angew. Phys. **6**, 417 (1954). — [11] FROHNMEYER, G. u. R. GLOCKER: Acta Cryst. **6**, 19 (1953). — [12] LONSDALE, K.: Acta Cryst. **3**, 400 (1950). — [13] SPENCER, R. C.: Phys. Rev. **38**, 630 (1931). — [14] JETTE, E. R. u. F. FOOTE: J. chem. Phys. **3**, 605 (1935). — [15] Taschenbuch für Chemiker und Physiker, J. D'ANS und E. LAX, 1943 — Handbook of Chemistry and Physics, 1952. — [16] LIPSON, H. u. A. J. C. WILSON: J. sci. Instrum. **18**, 144 (1941). — EASTA-BROOK, J. N.: Brit. J. appl. Phys. **3**, 349 (1952).

Dr. HERMANN WEYERER,

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

Über Methoden zur Bestimmung der Konstanten S_0 der irreversiblen magnetischen Nachwirkung*

VON OSAMU YAMADA und HANS-DIETER HAHLEBOHM

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. November 1955)

Mit zunehmender Verwendung nichtstatischer Hochkoerzitiver Dauermagnetsysteme und gleichzeitiger Steigerung der Meßgenauigkeit wird auch die Bedeutung der Nachwirkung, d. h. der zeitlichen Verzögerung der Einstellung der Magnetisierung nach einer sprunghaften Änderung der Feldstärke immer größer. Dementsprechend haben sich in letzter Zeit eine ganze Reihe von Veröffentlichungen eingehend mit dieser Erscheinung und insbesondere mit der sog. irreversiblen Nachwirkung beschäftigt [1 — 7]. Als entscheidende Größe zur Charakterisierung des Materialverhaltens tritt dabei in Rechnung und Messungen die Nachwirkungskonstante S_0 auf. Abgesehen von einigen Ansätzen ist jedoch in allen diesen Arbeiten wenig auf die Frage eingegangen worden, wie man die Größe S_0 meßtechnisch am besten erfassen kann.

Das Nachwirkungsverhalten ferromagnetischer Stoffe hinsichtlich der hier ausschließlich zu betrachtenden irreversiblen Nachwirkung wird durch die differentielle irreversible Suszeptibilität c und die Nachwirkungskonstante S_0 beschrieben.

Die nachwirkende Magnetisierungsänderung ΔJ ist durch die Gleichung gegeben

$$\Delta J(t) = c S_0 (Q + \ln t).$$

Hierin bedeuten t die Zeit und Q einen Festwert. Die Nachwirkungskonstante S_0 hat die Dimension einer Feldstärke und ist den bekannten magnetischen Konstanten, wie Koerzitivkraft und Anfangspermeabilität, vergleichbar.

Bei der meßtechnischen Bestimmung von S_0 auf Grund der gegebenen Gleichung stellen sich nun aber, wie die Praxis zeigt, recht erhebliche Schwierigkeiten ein. Einmal macht die Zahl der unabhängigen Argumente mehrere Messungen notwendig, wobei man entweder die Argumente einzeln bestimmen oder durch Variationen eines leichter zu messenden ein anderes schwerer zugängliches herausheben kann. Man muß also die günstigsten Meßbeziehungen ausfinden. Sodann haben neuere Untersuchungen gezeigt, daß die Unabhängigkeit der Größe der Nachwirkung von der auslösenden Feldstärke ΔH erst von einer bestimmten kritischen Feldstärke H_k an gegeben ist [7]. Diese kritische Feldstärke H_k stellt somit die Grenze zwischen zwei Verhaltensbereichen dar.

* Amtliche Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.

Unterhalb von H_k werden durch ΔH nur reversible Magnetisierungsänderungen verursacht, sofern wir von den irreversiblen Änderungen auf Grund der Nachwirkung absehen. Oberhalb von H_k treten die durch c bedingten irreversiblen Magnetisierungsänderungen auf. H_k ist nun in ähnlicher Weise wie die Nachwirkung zeitabhängig. Dies hat zur Folge, daß aber, wie man leicht einsieht, die Meßausgangspunkte, z. B. für das Anlegen von kleinen Zusatzfeldern zur Bestimmung der differentiellen irreversiblen Suszeptibilität ebenfalls zeitabhängig sind (Abb. 1).

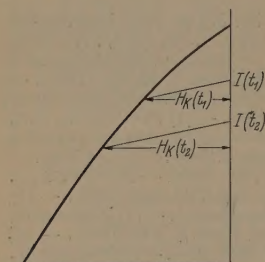


Abb. 1. Ausschnitt aus der Entmagnetisierungskurve $H_k(t_1)$ bzw. $H_k(t_2)$. Bereich der reversiblen Magnetisierungsänderungen zur Zeit t_1 bzw. t_2 .

trachtung zu unterwerfen. Dabei sollen die zu beachtenden Voraussetzungen und auch Fragen der Meßökonomie behandelt werden.

1. Direkte Bestimmung von S_0 aus der Nachwirkungsgleichung

Haben wir es mit einer Probe zu tun, deren Entmagnetisierungsfaktor Null ist, so lautet die Bestimmungsgleichung für S_0

$$\Delta J(t) = c S_0 (\ln t_2 - \ln t_1). \quad (2)$$

$\Delta J(t)$ stellt hierin die Magnetisierungsänderung im Zeitintervall $t_2 - t_1$ dar, wobei t_1 bzw. t_2 die Zeit gemessen vom Zeitpunkt der die Nachwirkung auslösenden Feldänderung bedeutet. Gemäß dieser Gleichung muß man also die Magnetisierungsänderung im Zeitintervall $t_2 - t_1$ und weiterhin an demselben Punkte des JH -Diagramms die differentiell irreversible Suszeptibilität bestimmen.

Die besondere Schwierigkeit des Verfahrens liegt in der Bestimmung der irreversiblen Suszeptibilität c , die als Differenz aus der totalen differentiellen Suszeptibilität $a + c$ und der reversiblen Suszeptibilität a ermittelt werden muß.

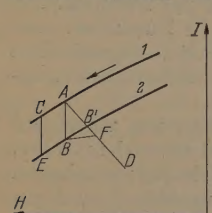


Abb. 2. Messung der Suszeptibilitäten (Methode 1) nach BARBIER.

Vorgang, gelangt man durch ein zusätzliches Feld ΔH über A hinaus zum Punkte C und nach derselben Zeit wie beim ersten Vorgang zum Punkte E . Für die totale differentielle Suszeptibilität ergibt sich danach

$$a + c = \frac{J_B - J_E}{\Delta H}. \quad (3)$$

Entsprechend ist bei der Messung der reversiblen differentiellen Suszeptibilität zu verfahren. Von aus gelangt man, nachdem man eine hinreichend große Zeit zur Vernachlässigung des Nachwirkungseffektes gewartet hat, durch ein kleines Feld Δ zum Punkte F und kann dann nach einer kurzen Zeit t' die zugehörige Magnetisierung messen. Es gilt sodann

$$a = \frac{J_F - J_B}{\Delta H}.$$

Die Differenz der beiden Größen stellt dann die gesuchte Größe c dar.

In der meßtechnischen Praxis scheitert diese Methode jedoch an zwei Dingen:

1. Es ist so gut wie unmöglich, innerhalb des JH -Diagramms mehrere Male hintereinander denselben Weg über A nach B bzw. B nach F zu gehen.

2. Die für diese Methode notwendigen Messungen setzen während des ganzen Meßvorganges ein konstantes Feld voraus, was kaum zu erreichen sein wird.

STREET, WOOLLEY und SMITH [1] haben zwei andere Methoden zur Bestimmung von c angegeben.

A. Gemäß ihrem ersten Vorschlag soll man nach Erreichen des gewünschten Meßpunktes und nach Anlegen eines Feldes H bei eingeschaltetem Feld H lange warten, bis praktisch die ganze nachwirkende Magnetisierungsänderung vorüber ist, dann ein zusätzliches Feld derselben Richtung geben, wiederum warten, bis die gesamte nachwirkende Magnetisierungsänderung abgeklungen ist und schließlich die durch das zusätzliche Feld verursachte Magnetisierungsänderung messen. Als erforderliche Wartezeit halten sie für Alnicoproben jeweils etwa 40 Minuten für notwendig. Gegen diese Methode ist theoretisch nichts einzuwenden. Die Schwierigkeit liegt auch hier wieder in der schwer zu verwirklichenden Feldkonstanz während der Dauer der Nachwirkung.

B. Besser und gangbarer ist die von ihnen als zweite angegebene Methode, sofern man die durch das Vorhandensein einer kritischen Grenzfeldstärke H_k gegebenen Bedingungen beachtet. Man verfährt hierbei so, daß man jeweils eine konstante Zeit t nach Erreichen des Ausgangshysteresispunktes, in dem c bestimmt werden soll, die Magnetisierung mißt, und nach einer weiteren definierten Zeit t_2 ein zusätzliches Feld ΔH derselben Richtung auf die Probe gibt. Man wartet sodann wieder die gleiche Zeit t_1 ab, um dann die durch das Zusatzfeld hervorgerufene Magnetisierung zu messen. Im Hinblick auf das oben Gesagte ist klar, daß exakte Ergebnisse nur dann zu erwarten sind, wenn die Zusatzfeldstärken größer sind als die Grenzfeldstärke H_k für den betreffenden Punkt, d. h. nur in diesem Fall erhalten wir die totale differentielle Suszeptibilität. Liegt dagegen ΔH unterhalb von H_k , so werden wir a) bei konstanter Zeit $t_1 + t_2$ und zunehmendem ΔH und b) bei konstantem ΔH und abnehmender Zeit ein Anwachsen des scheinbaren Wertes von $a + c$ beobachten, dessen konstanter Grenzwert in jedem der beiden Fälle die wahre totale Suszeptibilität darstellt, womit zugleich ein Kriterium für die Meßbedingung $\Delta H > H_k$ gegeben ist. STREET, WOOLLEY und SMITH [1] haben dieser Betrachtung keine Beachtung geschenkt.

Im Gegensatz zu der ersten Methode kann die Wartezeit hier wesentlich kleiner gehalten werden.

l wird in der Praxis einige Minuten nicht über- für $N = 0$
igen.

2. Indirekte Bestimmung

Diese Methode macht sich die Beziehung [2]

$$S' = \frac{d(J)}{d \ln t'} \quad \text{zunutze.} \quad (5)$$

ist unter bestimmten Bedingungen mit cS_v iden-
sch. Folgender Meßvorgang führt zu der angege-
nen Beziehung. Ein Feld H_1 von der Dauer t_1
teilt der Probe eine bestimmte Remanenz. Nach
der jeweils zu variierenden Zeit t' wird auf die Probe
ein zweites Feld H_2 entgegengesetzter Richtung und
wobei konstanter Dauer gegeben, das klein gegen H_1
ist. Die hierdurch verursachte Magnetisierungs-
änderung wird als Funktion von $\ln t'$ aufgetragen. Der
Anstieg der Kurve stellt die gesuchte Größe S' dar.
Ist nun nach J. C. BARBIER [2] ausschließlich eine
Funktion von H_2 . Die Abb. 3 zeigt den Funktions-
verlauf $S' = S'(H_2)$. S' strebt, wie man sieht, einem
maximalen Grenzwert zu, der mit cS_v identisch [7]
ist. Der Funktionsverlauf kann folgendermaßen ge-
skizziert werden:

Ist der Wert von H_2 für alle in einer Meßreihe mit
konstantem H_2 benutzten Zeiten t' kleiner als H_k , so
sind die auftretenden irreversiblen Magnetisierungs-
änderungen ausschließlich Änderungen auf Grund
der Nachwirkung während der Zeit t' . Mit zuneh-
menden Werten von H_2 werden diese größer, d. h. S'
nimmt mit H_2 zu. Überschreitet H_2 für alle Zeiten t'
den Wert H_k , so ergibt sich für die Nachwirkungs-
magnetisierungsänderung durch H_2 (vgl. die obigen
Ausführungen über H_k) ein für konstantes c kon-
stanter Maximalwert. Es kann weiterhin der Fall
eintreten, daß die Beziehung $H_2 > H_k$ nur bis zu
bestimmten Werten t' erfüllt ist. Dann wird S' noch
als eine Funktion von $\ln t'$ und kann nicht, wie von
Barbier irrtümlich angenommen, ausschließlich als
eine Funktion von H_2 angesehen werden.

Die Identität $S' = cS_v$ gilt auch im Falle des
erreichten Grenzwertes von S' nur für $N = 0$. Der
für vollständigen Berechnung noch erforderliche
Wert von c kann innerhalb des Rayleighgebietes aus
der bekannten RAYLEIGH-Beziehung

$$c = b H_1 \quad (6)$$

entnommen werden, außerhalb dessen muß er durch
eine zusätzliche Messung bestimmt werden (b be-
deutet die RAYLEIGH-Konstante).

3. Methode durch Veränderung des Entmagnetisie-
rungsfaktors

Bei einem endlichen Entmagnetisierungsfaktor
schreibt sich die nachwirkende Magnetisierungs-
änderung [7]

$$\Delta J' = S_v \left(\frac{c}{1 + (a + c)N} \right) (\ln t_1 - \ln t_2) \quad (7)$$

Umformen wir diese Gleichung etwas um, so erhalten
wir

$$\frac{\ln t_1 - \ln t_2}{\Delta J'} = \frac{1}{c S_v} + N \left(\frac{1}{S_v} + \frac{a}{c S_v} \right) \quad (8)$$

Diese Form der Gleichung können wir nun zur Be-
stimmung von S_v benutzen. Tragen wir nämlich
 $\frac{\ln t_1 - \ln t_2}{\Delta J'}$ als Funktion von N auf, so ergibt sich

$$\frac{\ln t_1 - \ln t_2}{\Delta J} = \frac{1}{c S_v}.$$

Ferner ist der Anstieg der erhaltenen Geraden ge-
geben durch

$$\text{tg } \alpha = \frac{1}{S_v} + \frac{a}{c S_v}$$

Bestimmt man nun durch eine einfache zusätzliche
Messung noch die reversible differentielle Suszepti-
bilität a , so läßt sich S_v aus dem Anstieg eliminieren.
Indessen macht die hierzu notwendige Herstellung
von Proben mit verschiedenen definierten Entma-
gnetisierungsfaktoren diese Methode etwas umständ-
lich.

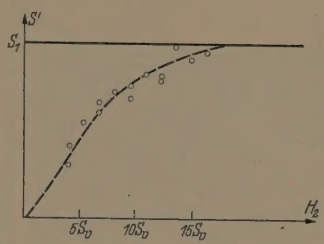


Abb. 3. Funktionsverlauf von S' (Methode 2).

4. Methode durch Messung von Nachwirkung und
Remanenz im RAYLEIGHgebiet

Die folgende von BARBIER [2] angegebene Methode
hat nur eine geringe praktische Bedeutung. Sie ist
auf das RAYLEIGH-Gebiet beschränkt, und zwar kann
man hier von der Formel ausgehen

$$\frac{\sqrt{J_{r1}}}{\sqrt{J_{r2}}} = \frac{H - S_v \ln \frac{t_1}{t}}{H - S_v \ln \frac{t_2}{t}} \quad (9)$$

worin H das magnetisierende Feld mit der Dauer t
 J_{r1} und J_{r2} die remanente Magnetisierung nach der
Zeit t_1 bzw. t_2 bedeuten. Hierbei ist es also notwendig,
ein geeignetes Feld definierter Dauer t auf die Probe
zu geben und bei den entsprechenden Zeiten t_1 bzw. t_2
die remanente Magnetisierung zu messen.

Der besondere Vorteil liegt darin, daß keine Ab-
solutisierung des anzeigenden Gerätes erforderlich ist.
Die Formel gilt indessen nur für Proben mit dem
Entmagnetisierungsfaktor Null, andernfalls sind
wegen der Änderung des entmagnetisierenden Feldes
durch die nachwirkende Magnetisierungsänderung
die Voraussetzungen für die Gültigkeit der Formel
nicht mehr vorhanden.

5. Methode mit Benutzung des Nachwirkungsverlaufes
unterhalb von H_k

Die Nachwirkung unterhalb der kritischen Grenz-
feldstärke H_k hat ihre eigenen Gesetzmäßigkeiten
(vgl. [7] S. 236 ff.). Hieraus läßt sich zwischen dem
die Nachwirkung auslösenden Feld S_v und der Zeit t
die Beziehung

$$\frac{\Delta H}{S_v} = \ln \frac{t_1}{t_2} \quad (10)$$

herleiten, worin ΔH eine genügend kleine Feldstärke
unterhalb H_k bedeutet. Die hieraus resultierende
Meßmethode zur Bestimmung von S_v läßt sich am
besten anhand einer Darstellung von STREET, WOOL-
LEY und SMITH [1] verstehen (Abb. 4). Sie zeigt

einen in logarithmischer Darstellung linearen Verlauf der Magnetisierungsänderung, der von einem bestimmten Zeitpunkt an in einen gekrümmten Verlauf übergeht. Letzterer wird durch ein im entsprechenden Zeitpunkt zusätzlich angelegtes ΔH verursacht, das dem ΔH unserer Formel entspricht. Nehmen wir nun, wie es STREET und WOOLLEY getan haben, eine Zeittransformation vor, so können wir bei der Benutzung der richtigen Zeitwerte eine Überführung des gekrümmten Verlaufs in einen linearen parallelen Verlauf erreichen. Die notwendige Zeitverschiebung entspricht der Zeit $t_2 - t_1$ in der angegebenen Formel. Aus dem Experiment ergibt sich, daß ΔH klein gegen H_k sein muß, womit zugleich

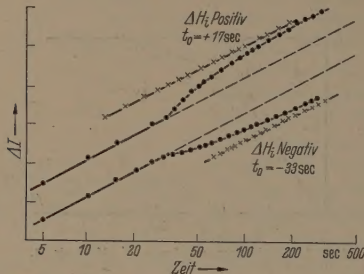


Abb. 4. Einfluß eines 30 Sekunden nach Beginn der Nachwirkung aufgebrauchten Zusatzfeldes ΔH_i (obere Kurve positives untere Kurve negatives ΔH_i (vgl. STREET, WOOLLEY und SMITH [1]).

seine Zeit- und Materialabhängigkeit umrissen ist. Das Meßverfahren erfordert eine genaue Registrierung des Nachwirkungsverlaufes und bleibt somit etwas umständlich. Für den Fall, daß der Entmagnetisierungsfaktor der Probe von Null verschieden ist, gelten die Beziehungen [7]

$$\Delta H_i = \frac{\Delta H_{au}}{1 + aN} \quad (11)$$

6. Methode durch Verwendung der S'_v Messung

Für den Fall eines endlichen Entmagnetisierungsfaktors müssen wir, wie schon oben erwähnt, S_v durch S'_v ersetzen. Beide Größen sind durch folgende Beziehung miteinander verknüpft [7]

$$S'_v = (1 + aN) S_v \quad (12)$$

Ebenso muß man statt c:

$$c' = \frac{a + c}{1 + (a + c)N} - \frac{a}{1 + aN} \quad (13)$$

setzen.

Dann schreibt sich die nachwirkende Magnetisierungsänderung:

$$\Delta J' = c' S'_v (\ln t_2 - \ln t_1) \quad (14)$$

Messen wir also die nachwirkende Magnetisierungsänderung $\Delta J'$, so können wir über $c' S'_v$ gewinnen und daraus bei Kenntnis von $a S_v$ herleiten.

Wie der Ausdruck für c' zeigt, setzt sich die Größe als Differenz der scheinbaren reversiblen differentiellen Suszeptibilität zusammen. Die scheinbare totale differentielle Suszeptibilität gewinnt man, indem man im Meßpunkt ein kleines ΔH in Richtung der nachwirkenden Magnetisierungsänderung auf die Probe gibt und die korrespondierende Magnetisierung ohne Nachwirkungseffekt mißt. (Vgl. $a + c$ Messungsmethode 1). Hinsichtlich des Einflusses von N sind die selben Bedingungen, wie unter 1, zu beachten. Die scheinbare reversible differentielle Suszeptibilität ergibt sich in bekannter Weise durch ein klein entgegengesetztes Zusatzfeld und die zugehörige reversible Magnetisierungsänderung. Bei Kenntnis des Entmagnetisierungsfaktors N läßt sich hieraus auch die wahre reversible Suszeptibilität berechnen. Die scheinbare und wahre reversible Suszeptibilität sind durch die Formel verbunden:

$$a' = \frac{a}{1 + Na}$$

Diese Methode übertrifft hinsichtlich ihrer Einfachheit alle anderen. Da die gemessenen Größen relativ leicht zugänglich sind, wird auch die erzielte Genauigkeit bei diesem Meßvorgang am größten sein und macht somit diese Methode empfehlenswert.

Zusammenfassung

Es wurde eine Reihe von möglichen Meßmethoden zur Bestimmung der Nachwirkungskonstanten S_v hinsichtlich der Meßbedingungen, insbesondere der notwendigen Beachtung einer kritischen, mit der Zeit veränderlichen Grenzfeldstärke H_k sowie der Genauigkeit und Meßökonomie erörtert.

Als empfehlenswerteste Methode erscheint die Bestimmung von S_v durch Messung der scheinbaren totalen differentiellen Suszeptibilität und der scheinbaren reversiblen differentiellen Suszeptibilität bei bekanntem Entmagnetisierungsfaktor der Probe sowie des Betrages der nachwirkenden Magnetisierungsänderung in einem definierten Zeitintervall.

Herrn Prof. Dr. KUSSMANN gebührt unser Dank für wertvolle Anregungen.

Literatur: [1] STREET, R., J. C. WOOLLEY und P. B. SMITH: Proc. phys. Soc. Lond. B 65, 679 (1952). — [2] BARBIER, J. C.: Thèse Grenoble (1953). — [3] SIMPSON, A. W. und R. H. TREGOLD: Proc. phys. Soc. Lond. B 66, 805 (1953). — [4] STREET, R., J. C. WOOLLEY und P. B. SMITH: Proc. phys. Soc., Lond. B 65, 461 (1952). — [5] PHILLIPS, J. H., R. STREET und J. C. WOOLLEY: Phil. Mag. 45, 505 (1954). — [6] PHILLIPS, J. H., J. C. WOOLLEY und R. STREET, Proc. phys. Soc. Lond. B 68, 346 (1955). — [7] YAMADA, O.: Z. Phys. 142, 225 (1955).

Prof. Dr. OSAMU YAMADA,
Universität Nagoya/Japan,
zur Zeit Physikalisch-Technische Bundesanstalt
— Institut Berlin —

HANS-DIETER HAHLEBOHM
Physikalisch-Technische Bundesanstalt
— Institut Berlin —
Berlin-Charlottenburg